

Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und
transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter
Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

d o c t o r r e r u m n a t u r a l i u m

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I

der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Diplom-Physiker Thomas Knuth
geboren am 16.10.1969 in Neustrelitz

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr. Dr. h. c. H. Meyer

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Prof. Dr. B. Ronacher

Gutachter: 1. Prof. Dr. E. Jaeschke
 2. Prof. Dr. K. Wille
 3. Prof. Dr. T. Lohse

Tag der mündlichen Prüfung: 25.07.2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation und Ziel dieser Arbeit	2
1.2	Gliederung dieser Arbeit	5
2	Grundgleichungen und Grundbegriffe	7
2.1	Die longitudinale Teilchenbewegung	7
2.2	Die transversale Teilchenbewegung	9
3	Wake-Felder und Impedanzen	11
3.1	Definition des wake-Potentials und der Impedanz	12
3.2	Impedanzmodelle	14
4	Longitudinale und transversale Schwingungsmoden	17
4.1	Longitudinale Single Bunch-Moden	17
4.2	Longitudinale Multi Bunch-Moden	18
4.2.1	Anregungskriterien und Anstiegsrate	18
4.3	Transversale Single Bunch-Moden	21
4.4	Transversale Multi Bunch-Moden	22
4.4.1	Anregungskriterien und Anstiegsraten	24
5	Instabilitäten und Dämpfungsmechanismen	27
5.1	Überblick	27
5.2	Maßnahmen zur Unterdrückung von Instabilitäten	28
5.2.1	Natürliche Dämpfungsmechanismen	28
5.2.1.1	Longitudinale und transversale Dämpfung durch Synchrotronstrahlung	29
5.2.1.2	Die Landau-Dämpfung	30
6	Feedbacksysteme	31
6.1	Grundlagen	31
6.2	Allgemeiner Aufbau	35
6.3	Signalaufnahme	35
6.3.1	Longitudinaler Fall	36
6.3.2	Transversaler Fall	37
6.3.3	Die Unterdrückung statischer Signalanteile	38
6.4	Signalverarbeitung	38
6.4.1	Moden-Feedback	38
6.4.2	Breitband-Feedback	40
6.4.3	Filteroptionen	41
6.4.3.1	Analoge Bandpaßfilter	41
6.4.3.2	FIR/IIR-Filter	42
6.5	Die Übertragung des Korrektursignals	44

6.5.1	Leistungsanforderungen an die Kicker zur transversalen und longitudinalen Strahldämpfung	45
7	Numerische Berechnung Feedback-relevanter Parameter	47
7.1	Die longitudinale Dämpfungsrate	47
7.2	Die transversale Dämpfungsrate	48
7.3	Longitudinale Anstiegsraten auf Grund höherer Resonatormoden	49
7.4	Transversale Anstiegsraten auf Grund höherer Resonatormoden	51
7.5	Transversale Anstiegsraten auf Grund des Resistive Wall-Effekts	54
8	Das longitudinale Feedbacksystem bei BESSY-II	55
8.1	Allgemeine Beschreibung	55
8.1.1	Implementierung der LFB-Module und Datenfluß	57
8.2	Die BPM-Elektroden zur Signalaufnahme	58
8.3	Der Detektorkreis	61
8.3.1	Der comb-Generator	61
8.3.2	Die Phasendetektion	62
8.4	Das Prinzip des Downsampling	63
8.5	Die DSP-Filterfunktion	63
8.6	Der Ringspeicher	66
8.7	Die QPSK-Modulation	66
8.8	Der longitudinale Verstärker	69
8.9	Der LFB-Kicker	69
8.9.1	Geometrie des Kickers	70
8.9.2	Computersimulation der Geometrie	73
8.9.3	Berechnung der Shuntimpedanz	74
8.9.4	Die Berechnung höherer Moden in der Kickerstruktur	77
8.9.5	Leistungsaufnahme des Kickers durch den Elektronenstrahl	79
8.10	Die Datenaufnahme	81
8.11	Diagnostische Möglichkeiten des LFB	82
8.11.1	Die Systemdiagnose	82
8.11.2	Die Strahldiagnose	83
8.12	Inbetriebnahme und erste experimentelle Erfahrungen	84
8.12.1	Die Abstimmung der Phasendetektion	84
8.12.2	Die zeitliche Abstimmung des Korrekturkicks	84
8.12.3	Die Ermittlung der korrekten Filterphase	87
8.12.4	Meßergebnisse	89
8.13	Zusammenfassende Bemerkungen zum LFB	95
9	Das transversale Feedbacksystem bei BESSY-II	97
9.1	Allgemeine Beschreibung	97
9.2	Die Strahllagedetektoren	99
9.3	Die Generierung des Korrektursignals	100
9.4	Der Korrelationsfilter	101

9.5	Die Signalverstärkung im TFB	103
9.6	Der transversale Kicker	103
9.6.1	Die Kickergeometrie	104
9.6.2	Charakteristik des TFB-Kickers	107
9.6.3	Modenspektrum und Ohmsche Verluste	109
9.7	Inbetriebnahme und erste experimentelle Erfahrungen	112
9.7.1	Meßergebnisse	115
9.8	Zusammenfassende Bemerkungen zum TFB	118
10	Ausblick	119
11	Danksagung	121
A	Die BESSY-II-Parameterliste	123
B	Berechnung der Korrektursignale des TFB	124
B.1	Der optimale Phasenvorschub zwischen Detektor und Kicker	124
B.2	Berechnung des Korrektursignals aus zwei unabhängigen Ortsmessungen	125
C	Modenspektrum BESSY-II	127
D	Filtertransferfunktionen	129
E	Höhere Moden im BESSY-II-Kicker	131

1 Einleitung

Synchrotronstrahlungsquellen stellen seit etwa 20 Jahren ein wichtiges Werkzeug für Grundlagen- und angewandte Forschung in vielen Bereichen der Physik, Biologie, Chemie, Medizin und Technik dar. Wurde das Synchrotronlicht zuerst parasitär an Hochenergiebeschleunigern (1. Generation) genutzt, so wurde die 2. Generation dieser Lichtquellen bereits dem alleinigen Zweck der Erzeugung und Nutzung von Synchrotronstrahlung gewidmet. Die steigende Nachfrage nach diesen intensiven Lichtquellen führte zu einer schnellen Entwicklung der Speicherringtechnologie. So wurde durch die **Berliner Elektronenspeicherringgesellschaft für Synchrotronstrahlung** (BESSY) im April 1998 eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation in Betrieb genommen, deren Konstruktion auf den Einsatz von speziellen Magnetstrukturen (Wiggler, Undulatoren) zur Erzeugung hochintensiver und stark fokussierter elektromagnetischer Strahlung optimiert ist [1].

Die Abbildung 1.1 zeigt die schematische Darstellung der Gesamtanlage von BESSY-II.

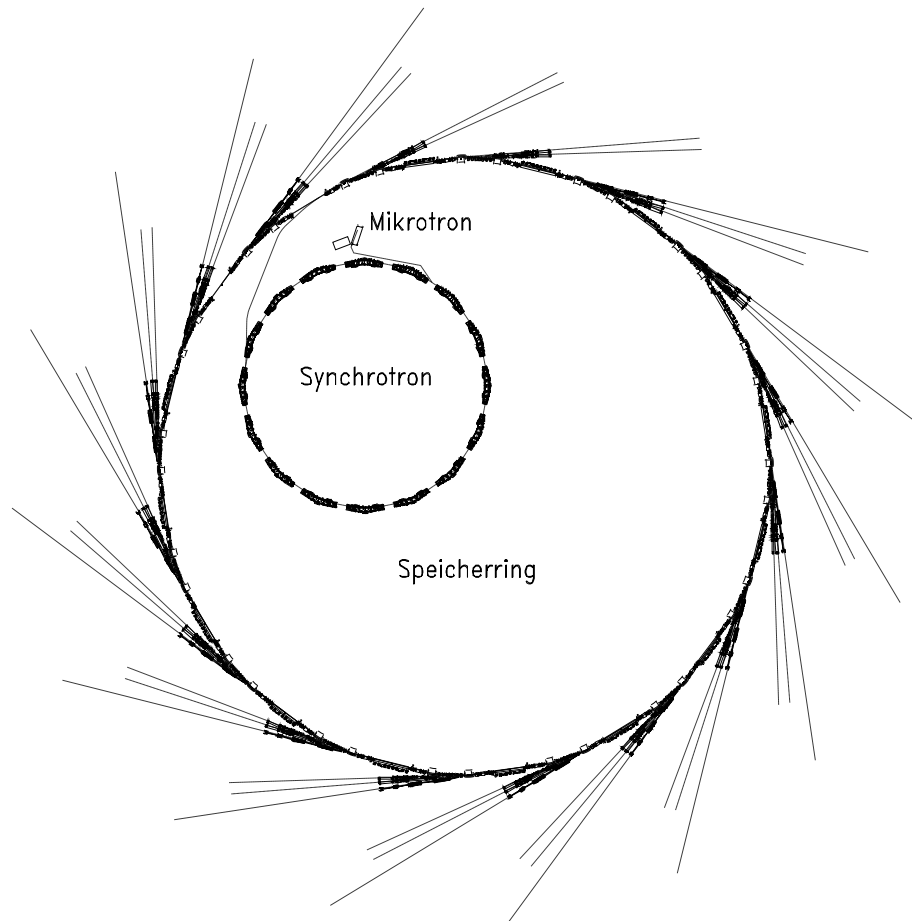


Abbildung 1.1: Speicherringanlage BESSY-II mit den beiden Vorbeschleunigern (Mikrotron und Synchrotron) sowie dem Speicherring. Die Vielzahl der Strahlrohre zur experimentellen Nutzung des Synchrotronlichts sind angedeutet. (Maßstab: ca. 1:930)

Die Endenergie der Elektronen im BESSY-II-Speicherring, dessen Umfang 240 m ist, beträgt nominell 1.7 GeV. Zur Vorbeschleunigung dient ein Mikrotron (50 MeV) sowie ein Synchrotron, welches die Teilchen von 50 MeV auf die Endenergie beschleunigt.

Der nutzbare Wellenlängenbereich des abgestrahlten elektromagnetischen Spektrums der auf einer Kreisbahn beschleunigten Elektronen überstreicht 8 Dekaden und erstreckt sich vom langwelligen Infrarot über das sichtbare Licht bis hin zum kurzwelligen Röntgenbereich.

Die Bedeutung dieser Lichtquelle besteht darin, daß für die Nutzer des Synchrotronlichts neben sehr kleinen Strahlquerschnitten und somit einer extrem hohen Leuchtdichte auch verschiedene Polarisationszustände der Strahlung zur Verfügung stehen. Außerdem machen das exakt berechenbare Spektrum und die zeitlich sehr scharfen Lichtpulse diese Art der Strahlungsquelle zu einer unverzichtbaren Grundlage für zahlreiche Experimente. Als Beispiel seien hier einige Anwendungsgebiete aufgeführt, die gerade in den letzten Jahren von den einzigartigen Eigenschaften dieser elektromagnetischen Strahlung profitierten:

- Mikromechanik / Mikrosystemtechnik
- Mikroskopie an lebenden Objekten (Zellen, Organellen, Chromosomen)
- Physik von Oberflächen (Korrosion, Analytik, Katalyse)
- Radiometrie
- Physik der dünnen Schichten
- Analyse von Protein- und Enzymstrukturen
- Spuren-, Multielementanalytik
- Photochemie und -physik
- Materialwissenschaften (z.B. Halbleiter).

1.1 Motivation und Ziel dieser Arbeit

Vorraussetzung für fast alle Experimente mit Synchrotronstrahlung ist deren zeitliche Konstanz und Reproduzierbarkeit sowie eine möglichst lange ununterbrochene Nutzungsdauer, d.h. Lebensdauer des gespeicherten Elektronenstrahls. Die Qualität des Photonenstrahls wird im wesentlichen durch die Parameter Fluß und Brillanz beschrieben. Diese hängen sowohl vom gespeicherten Strom als auch von der Ausdehnung des Elektronenstrahls in allen Dimensionen ab.

Der Photonenfluß F kann ausgedrückt werden mit:

$$F = \frac{\text{Photonen}}{\text{s } 0.1\% \text{BW } \text{\AA}}, \quad (1.1)$$

indem die Anzahl der Photonen pro Sekunde und 1 A Strahlstrom in einem Energieintervall von 0.1% der Photonenenergie gezählt wird.

Da viele Experimente auf hohe Ortsauflösungen angewiesen sind, kann eine unabhängige Beschreibung der Strahlqualität durch die Brillanz B gegeben werden:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y} = \frac{\text{Photonen}}{s \cdot 0.1\% \text{BW} \cdot \text{A} \cdot \text{mm}^2 \text{mrad}^2}. \quad (1.2)$$

In diese Definition gehen zusätzlich die Emittanzen $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ und somit die transversale Strahlausdehnung des Elektronenstrahls ein.

Die Stabilität des Teilchenstrahls muß das Ziel einer jeden Synchrotronstrahlungsquelle sein. Es existieren allerdings zahlreiche Effekte, die eine Verschlechterung der Brillanz hervorrufen können. So kann beispielsweise die Wechselwirkung der Teilchenpakete mit ihrer Umgebung zu einer kohärenten Anregung von Oszillationen führen, welche zu einer effektiven Vergrößerung der Quelle und damit zu einer nicht tolerablen Degeneration der Photonenstrahlqualität führt.

Diese Art von Instabilitäten wird wegen der Kopplung aller Teilchenpakete als *coupled bunch*¹-Instabilität bezeichnet.

Diese entstehen sowohl in transversaler Richtung (horizontale oder vertikale Lageänderung des Teilchenpakets) als auch in longitudinaler Richtung (Energieschwingung) oberhalb charakteristischer akkumulierter Ladungsmengen (Schwellströme) im Speicherring. Durch diese Instabilität wird also einerseits die Emittanz² des Elektronenstrahls und damit die Brillanz des Synchrotronlichts verschlechtert, andererseits wird durch die Energieschwingung der Teilchenpakete die spektrale Linienbreite der Undulatorstrahlung vergrößert, was wiederum zur Reduzierung der Brillanz beiträgt.

Möchte man den Elektronenstrahl über die Schwellströme hinaus stabil speichern, wird der Einsatz eines leistungsstarken Korrektursystems notwendig.

Diese Feedbacksysteme messen die Größe der Strahlbewegung und korrigieren daraufhin so die Lage der Teilchenpakete, daß diese wieder ihre Sollposition erreichen und auf dieser stabil im Speicherring umlaufen.

Eine Vergrößerung der Emittanzen kann im wesentlichen durch ein transversales Feedback verhindert werden.

Ein longitudinales Feedback hingegen bewirkt eine Verkleinerung der Energiebreite des Elektronenstrahls und damit eine Erhöhung des Linienmaximums der Strahlung von Undulatoren. Die Beziehung zwischen Wellenlänge λ der Undulatorstrahlung und der Energie E des Elektronenstrahls lautet:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2 n} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right). \quad (1.3)$$

¹Im Rahmen dieser Arbeit werden Anglizismen durch *kursive* Schrift kenntlich gemacht. Da diese Begriffe oft einprägsamer und in der Fachliteratur üblich sind, ist eine deutsche Übersetzung oft nicht so aussagekräftig. Ein Minimum an englischsprachigen Begriffen wurde angestrebt.

²Die Begriffe Emittanz und Energiebreite sind hierbei als eine zeitliche Mittelung über viele Teilchenpakete und Umläufe im Speicherring zu verstehen, da dies für die Anwender der Synchrotronstrahlung relevant ist.

Dabei ist λ_0 die Periodenlänge des Undulators, $\gamma = E/m_0c^2$, n die Harmonischenzahl, K (≤ 1) der Undulatorparameter [2] und θ der Öffnungswinkel der emittierten Strahlung.

Zur besseren Veranschaulichung des Effektes der Energieaufweitung ist eine Simulation der zu erwartenden Brillanz der ersten fünf Harmonischen des bei BESSY-II eingesetzten Undulators U49 in Abbildung 1.2 dargestellt [3].

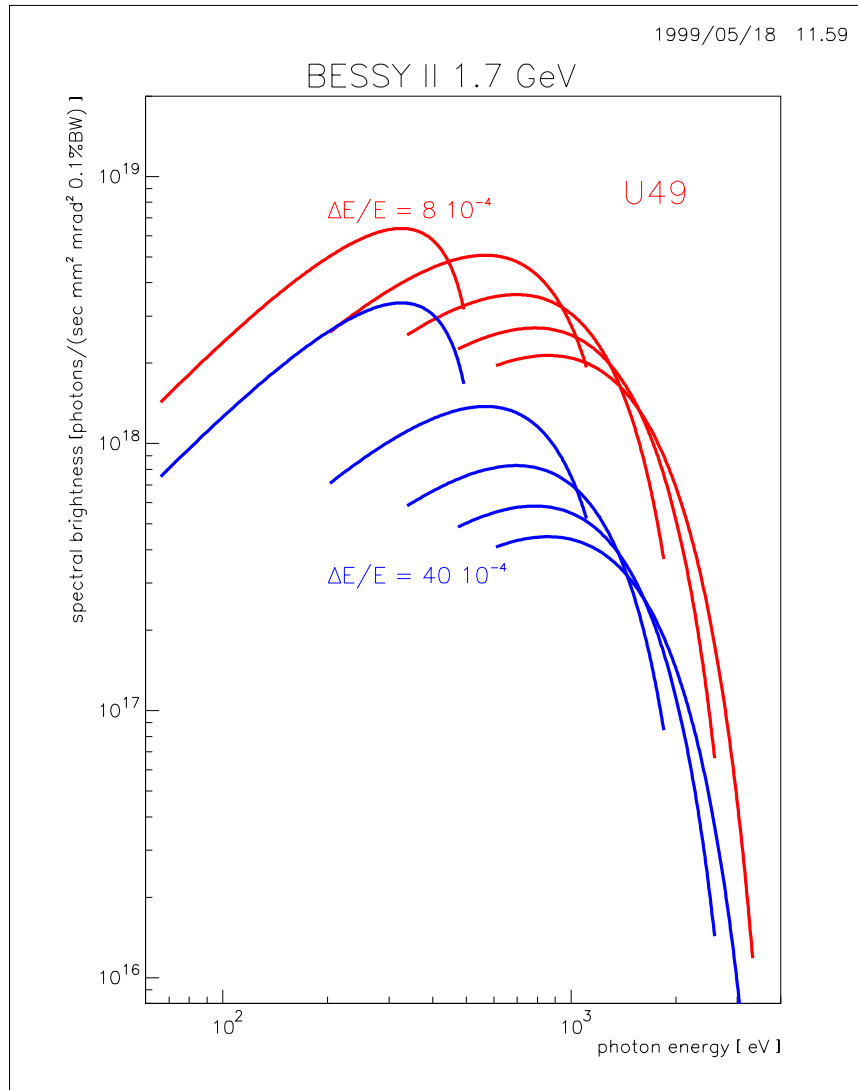


Abbildung 1.2: Durchstimmkurven der ersten fünf Harmonischen des Undulators U49 unter Annahme einer Energiebreite von $\frac{\Delta E}{E} = 8 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\frac{\Delta E}{E} = 40 \cdot 10^{-4}$; $I=100$ mA

Jede der hier dargestellten Kurven wird als Durchstimmkurve bezeichnet und charakterisiert die Brillanz als Funktion des Polabstandes (*gap*). Die beiden Kurvenfächer entsprechen zwei unterschiedlichen Energiebreiten des Elektronenstrahls. So führt eine

Vergrößerung der Energiebreite um einen Faktor fünf zu einer Reduzierung der Brillanz um etwa eine Größenordnung.

Bereits vor der Inbetriebnahme von BESSY-II wurde auf Grund von Simulationsrechnungen und den Erfahrungen anderer Synchrotronstrahlungsquellen die Notwendigkeit eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems, welches sowohl die horizontale als auch vertikale Ebene umfaßt, als essentiell erkannt.

Diese Arbeit beschreibt die Funktionsweise, die Entwicklung und die erfolgreiche Inbetriebnahme beider Strahldämpfungssysteme.

1.2 Gliederung dieser Arbeit

Einen kurzen Überblick über Begriffe und verwendete Definitionen gibt das Kapitel 2. Mögliche Quellen von Instabilitäten werden im Kapitel 3 vorgestellt. Deren Auswirkungen auf den Elektronenstrahl in Form von angeregten Schwingungsmoden werden im Kapitel 4 beschrieben. Mögliche Maßnahmen zur Unterdrückung von instabilem Strahlverhalten und natürliche Dämpfungseffekte, die Instabilitäten entgegenwirken, werden im Kapitel 5 diskutiert. Eine allgemeine Einführung von Feedbacksystemen ist im Kapitel 6 zu finden. Abschätzungen der Anstiegsraten kohärenter Teilchenpaketschwingungen bei BESSY-II werden in Kapitel 7 dargestellt. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt bei der Beschreibung des longitudinalen Korrektursystems im Kapitel 8, sowie des transversalen Dämpfungssystems, welches im Kapitel 9 beschrieben ist. Beide Kapitel beinhalten Meßergebnisse, die während der Inbetriebnahmephase aufgenommen wurden. Ein Ausblick (Kapitel 10) soll zukünftige Weiterentwicklungen beider Systeme, die sich aus der zusätzlichen Installation von Speicherringkomponenten ergeben, anschneiden. Im Anhang sind jene Definitionen, Parameter und Ergebnisse zusammengefaßt, die aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht im Hauptteil dieser Arbeit zu finden sind.

2 Grundgleichungen und Grundbegriffe

In Kreisbeschleunigern führen die Teilchen sowohl longitudinale als auch transversale Schwingungen um den Sollorbit aus. Im Folgenden sollen Grundgleichungen und Grundbegriffe der Dynamik von Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten dargestellt werden. Eine eingehendere theoretische Beschreibung ist in zahlreichen Lehrbüchern zu finden [2],[4],[5]. Für die gesamte Darstellung wird von einem rechtwinkligen Koordinatensystem ausgegangen. Die Bewegung der Elektronen in longitudinaler Richtung, tangential zur Elektronenbahn, erfolgt entlang der z-Achse. Die horizontale Achse wird mit x und die vertikale Achse mit y bezeichnet.

2.1 Die longitudinale Teilchenbewegung

Die longitudinale Dynamik relativistischer Elektronen im Speicherring wird durch die Energiebilanz aus der Beschleunigung in der Hochfrequenzstrecke (Hohlraumresonatoren) und den Abstrahlungsverlusten in Form von Synchrotronstrahlung definiert. Jedes **Sollteilchen** (Impulsabweichung $\Delta p/p = 0$) durchläuft pro Umlauf einmal die Hohlraumresonatoren, in denen es die Energie

$$E_B = eU_{Hf} \sin \psi_s \quad (2.1)$$

durch Beschleunigung in einem hochfrequenten Wechselfeld erhält. U_{Hf} ist dabei die maximale Resonatorspannung und ψ_s die **Sollphase** oder **synchrone Phase**, bei der gerade die mittleren Abstrahlungsverluste W_V in den dispersiven Strecken ausgeglichen werden:

$$W_V[\text{keV}] = \frac{4}{3} \underbrace{\frac{\pi^2}{(m_0 c^2)^4}}_{88.5} \frac{E^4[\text{GeV}^4]}{\rho[\text{m}]} \quad (2.2)$$

Die Synchrotronstrahlungsverluste sind somit proportional zur vierten Potenz der Gesamtenergie E und indirekt proportional zum Biegeradius ρ der Teilchenbahn. Für Teilchen mit kleinen Abweichungen von der Sollphase $\Delta\psi_s$ führt die klassische Einteilchentheorie auf die Gleichung eines gedämpften harmonischen Oszillators

$$\Delta\ddot{E} - 2a_s\Delta\dot{E} + \omega_s^2\Delta E = 0, \quad (2.3)$$

mit dem Dämpfungsterm

$$a_s = \frac{1}{2T_0} \frac{dW_v}{dE} \quad (2.4)$$

und der **Synchrotronfrequenz**

$$\omega_s = \omega_0 \sqrt{-\frac{eU_{Hf} h \cos \psi_s}{2\pi\beta_r^2 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)}. \quad (2.5)$$

Dabei ist T_0 die Umlaufzeit und W_v faßt die Energieverluste zusammen. Die **Harmosnischenzahl** $h = \omega_{Hf}/\omega_0$ beschreibt das Verhältnis der Resonatorgrundfrequenz zur

Umlauffrequenz. Die relative Änderung der Weglänge L eines Teilchens bezogen auf die relative Impulsabweichung wird durch den *momentum compaction*-Faktor

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} \quad (2.6)$$

beschrieben. Außerdem gelten die relativistischen Beziehungen $\beta_r = v/c$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_r^2}}$. Die Gl.(2.3) beschreibt eine gedämpfte Schwingung der Teilchen um ihre Sollphase, die als **Synchrotronschwingung** bezeichnet wird. Anschaulich bedeutet dies, daß Teilchen mit positiver Impulsabweichung ($\Delta p/p > 0$) in der Beschleunigungsstrecke weniger Energie zugeführt bekommen und somit wieder auf die Sollphase zurückfokussiert werden. Teilchen mit negativer Impulsabweichung ($\Delta p/p < 0$) werden hingegen stärker beschleunigt.

Diese Synchrotronfrequenz wird oft auf die Umlauffrequenz bezogen und als **longitudinaler Arbeitspunkt** oder **Synchrotron-tune** ν_s mit

$$\nu_s = \omega_s/\omega_0 \quad (2.7)$$

angegeben. Typischerweise liegt die Synchrotronfrequenz bei einigen Kilohertz (BESSY-II ca. 7 kHz).

Unter der Annahme kleiner Dämpfung ($a_s \ll \omega_s$) hat die Lösung der Gleichung (2.3) die Form:

$$\Delta E = \Delta E_0 e^{-a_s t} e^{i\omega_s t}. \quad (2.8)$$

Dabei ist E_0 die Energie des Sollteilchens. Unter Einbeziehung von Gl.(2.5) wird deutlich, daß das Prinzip der Phasenfokussierung bei Teilchen mit relativistischen Energien ($\alpha > 1/\gamma^2$) nur im Phasenbereich

$$\frac{\pi}{2} < \psi_s < \frac{3\pi}{2} \quad (2.9)$$

möglich ist, damit die Energieschwingung stabil bleibt. Für niederenergetische Teilchen ($\alpha < 1/\gamma^2$) ergibt sich ein stabiler Schwingungszustand im Bereich:

$$-\frac{\pi}{2} < \psi_s < \frac{\pi}{2}. \quad (2.10)$$

Die *transition energy* $\gamma_T = 1/\sqrt{\alpha}$ bezeichnet die Energie beim Übergang zwischen beiden Regimen und ermöglicht keine Phasenfokussierung.

Bei heutigen Elektronenbeschleunigern ist $\gamma \gg \gamma_T$. Die maximale Energieabweichung ΔE_{max} , die ein Teilchen mit Sollphase haben darf, um noch im Potentialtopf des harmonischen Oszillators zu verbleiben, charakterisiert die **Energieakzeptanz** des Speicherrings:

$$\Delta E_{max} = \pm \sqrt{-\frac{2\beta_r^2 e U_{Hf} E}{\pi h (\alpha - \frac{1}{\gamma^2})} \left[\cos \psi_s + \left(\psi_s - \frac{\pi}{2} \right) \sin \psi_s \right]}. \quad (2.11)$$

Somit kann bei großen longitudinalen Schwingungsamplituden das Prinzip der Phasenfokussierung beispielsweise durch eine höhere Resonatorspannung U_{Hf} aufrechterhalten werden.

Der stochastische Prozeß der Photonenabstrahlung führt bei einem Teilchenkollektiv zu einer **natürlichen Energiebreite** $(\frac{\Delta E}{E})_n$. Diese hängt von der Länge und dem Biegeradius der Dipole [6] und der Gesamtenergie, aber nicht von der Einstellung der transversalen Optik ab [7].

Bei BESSY-II [8] ist $(\frac{\Delta E}{E})_n = 7 \cdot 10^{-4}$ bei verschwindendem Strom und somit der Vernachlässigung der Wechselwirkung der Elektronen untereinander.

2.2 Die transversale Teilchenbewegung

Die transversale Dynamik der Elektronen in einem Speicherring ohne höhere Multipole und mit nur horizontal ablenkenden Dipolen wird durch die Hillschen Differentialgleichungen beschrieben. :

$$x''(z) + \left(\frac{1}{\rho^2(z)} - k(z) \right) x(z) = \frac{1}{\rho(z)} \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.12)$$

$$y''(z) + k(z)y(z) = 0. \quad (2.13)$$

Diese Gleichungen bilden die Grundlage für Berechnungen in der linearen Strahloptik. Die gestrichenen Größen sind Ableitungen nach der longitudinalen Koordinate z . Der Ablenkradius der Dipolmagnete ist $\rho(z)$, und $k(z)$ wird als Quadrupolstärke bezeichnet. Für Sollimpulsteilchen $\Delta p/p = 0$ ergibt sich beispielsweise als Lösung der Gleichung (2.12):

$$x(z) = \sqrt{\beta_x(z)\varepsilon_x} \cos(\Psi(z) + \Psi_0). \quad (2.14)$$

Dabei wird β_x als **horizontale Betafunktion** bezeichnet und kann mit Hilfe eines Matrixformalismus [2] für jeden Punkt z in der Magnetstruktur berechnet werden.

Ψ_0 ist die Anfangsphase und $\Psi(z)$ der **Phasenvorschub** der Betatronoszillation, der berechnet wird mit

$$\Psi(z) = \int_0^z \frac{1}{\beta(\hat{z})} d\hat{z}. \quad (2.15)$$

Bei der quasiharmonischen Schwingung um den Sollorbit mit der Kreisfrequenz $\omega_{x,y} = 2\pi f_{x,y}$ werden im Gegensatz zur Synchrotronoszillation mehrere Schwingungsperioden pro Umlauf durchlaufen. (BESSY II $\Rightarrow f_y = 8.4$ MHz, $f_x = 22.3$ MHz). Analog zum longitudinalen Synchrotron-*tune* wird der **transversale tune** oder **Arbeitspunkt** definiert als:

$$\nu_{x,y} = \frac{\omega_{x,y}}{\omega_0}. \quad (2.16)$$

Transversale Schwingungen sind auf Grund der Fokussierungseigenschaften der Magnete auch von der Energie abhängig. Die Lösung der Gl.(2.12) für Teilchen mit Impulsabweichung und der Randbedingung einer geschlossenen Umlaufbahn führt zur **Dispersionsfunktion** $D(z)$. Diese ist Lösung für ein hypothetisches Teilchen mit zweifacher Sollenergie ($\Delta p/p = 1$). Die Ablage eines realen Elektrons ergibt sich dann zu:

$$x_D = D(z) \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.17)$$

In vertikaler Richtung treten in erster Näherung keine Dispersionsbahnen auf, weil im Rahmen dieser Beschreibung $\frac{1}{\rho(z)} = 0$ ist. Da Teilchen mit Energieabweichung eine andere Fokussierung in den Magneten erhalten, ändert sich die Frequenz der transversalen Schwingung. Somit stellt sich ein anderer Arbeitspunkt ein. Diese Abhängigkeit wird durch die **Chromatizität** ξ beschrieben:

$$\xi_{x,y} = \frac{\Delta\nu_{x,y}}{\Delta p/p}. \quad (2.18)$$

Auf Grund der Fokussierungseigenschaften der Dipole und Quadrupole werden Teilchen mit positiver Impulsabweichung schwächer fokussiert, was in Folge zu einer kleineren Betatronfrequenz ($\Delta\nu_{x,y} < 0$) führt. Energieärmere Teilchen hingegen erfahren in den Magnetelementen eine stärkere Fokussierung ($\Delta\nu_{x,y} > 0$). Somit ist die Chromatizität einer linearen Maschine negativ. Eine Korrektur auf leicht positive Werte ist durch geeignete Wahl von Sextupolmagneten möglich. Diese wird angestrebt, um beispielsweise den Effekt der *head tail*-Dämpfung zu verstärken (siehe Abschnitt 4.3).

Eine charakteristische Kenngröße jedes Beschleunigers ist die **Emittanz** der Teilchenpakete $\varepsilon_{x,y}$. Aus dieser lassen sich Aussagen über die Amplitude der Schwingung und somit über den Strahlquerschnitt ableiten. So ist die ortsabhängige Amplitude $E(z)$ der transversalen Teilchenbewegung definiert als:

$$E_{x,y}(z) = \sqrt{\varepsilon_{x,y}\beta_{x,y}}. \quad (2.19)$$

Betrachtet man ein Teilchenkollektiv, so ist durch den stochastischen Prozeß der Photonenemission eine **natürliche Emittanz** des Teilchenpakets in Abhängigkeit von der transversalen Strahloptik vorgegeben. Teilchen die in den Dipolen auf Grund der Synchrotronstrahlung an Impuls verlieren, führen transversale Schwingungen um die Dispersionsbahnen aus. Dieser Effekt führt besonders in horizontaler Richtung zu einer Aufweitung des Teilchenpakets. In transversaler Richtung kommt es durch Kopplungseffekte zu einer geringen Strahlaufweitung. Die natürliche Emittanz ist abhängig von der Energie, dem Ablenkradius der Dipole und der eingestellten Ringoptik [2]. Bei BESSY-II [8] beträgt die horizontale Emittanz $\varepsilon_x = 6 \cdot 10^{-9}$ rad · m.

3 Wake-Felder und Impedanzen

Die Dynamik eines Teilchens oder eines Teilchenkollektivs hängt von der Wechselwirkung mit der Umgebung, insbesondere der Vakuumkammer, ab. Der folgende Abschnitt gibt eine allgemeine Beschreibung von Quellen, die zu instabilem Strahlverhalten führen können und leitet ein allgemeines Modell zur Beschreibung der Impedanzfunktion ab.

Die elektromagnetische Feldverteilung eines relativistischen Teilchens mit der Geschwindigkeit v und der Ladung q im Vakuum wird in vielen Publikationen beschrieben [9],[10],[11]. Im Laborsystem ergibt sich eine radiale Feldverteilung mit dem Öffnungswinkel von $1/\gamma$, wobei $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Für den ultrarelativistischen Grenzfall $v \rightarrow c$ besteht das Feld ausschließlich aus Komponenten, die senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens verlaufen. Somit existieren weder vor noch hinter der bewegten Ladung Feldkomponenten, die Kräfte auf vorherlaufende oder folgende Ladungen ausüben können. Im realen Fall der Bewegung einer Ladung in der Vakuumkammer des Speicherringes gilt diese Annahme nicht mehr. Sowohl die endliche Leitfähigkeit der Kammerwand als auch Veränderungen im Kammerquerschnitt führen dazu, daß sich die transversal auf der Wand endenden Feldlinien nicht synchron mit der Ladung bewegen, sondern der generierenden Ladung hinterherlaufen und nach einer charakteristischen Zeit abklingen [12].

In Abb.3.1 wird der Effekt der Querschnittsänderung angedeutet, indem an ihr elektromagnetische Felder durch eine Probeladung induziert werden, die dann auf die Folgeladung rückwirken können. Die induzierten Felder werden **wake-Felder** genannt und können über ihre Kraftwirkung sowohl die Dynamik zeitlich nachfolgender Ladungen als auch der generierenden Ladung beeinflussen.

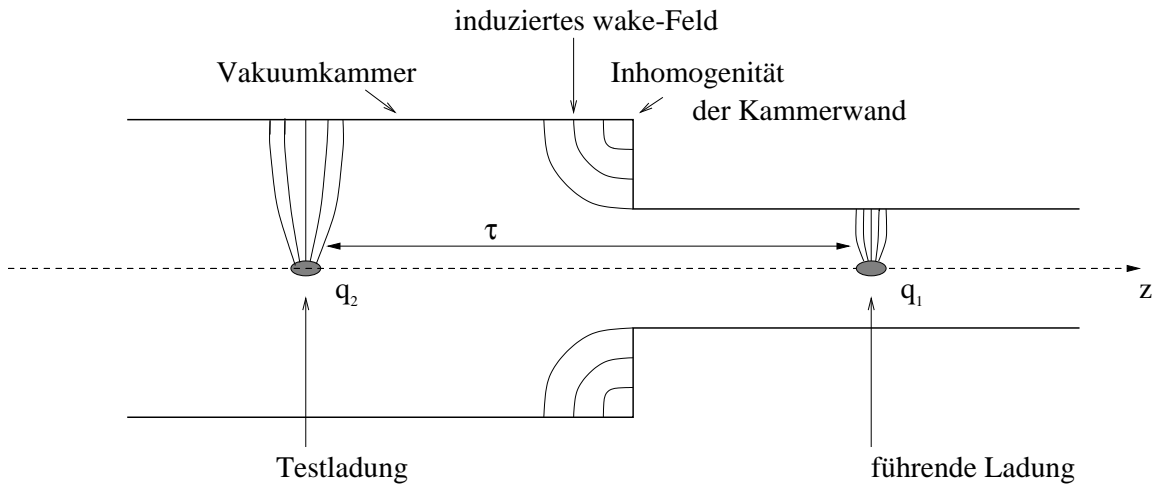


Abbildung 3.1: Querschnittsänderung der Vakuumkammer als Quelle induzierter wake-Felder [11]

Eine Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung geladener Teilchen mit ihrer Umgebung kann sowohl im Zeitbild über das **wake-Potential** erfolgen als auch

im Frequenzbild mit Hilfe der **Impedanz**. Beide Bilder werden im folgenden Abschnitt kurz dargestellt.

3.1 Definition des wake-Potentials und der Impedanz

Bewegt sich ein geladenes Teilchen q_1 mit der Geschwindigkeit $v \approx c$ in der Nähe einer nicht ideal glatten oder nicht ideal leitenden Oberfläche in z-Richtung mit einem transversalen Abstand Δu von der Bewegungsachse, so wirkt auf eine Testladung q_2 im zeitlichen Abstand τ die Kraft:

$$F(z, \Delta u, \tau) = q_2 (E(z, \Delta u, \tau) + c e_z \times B(z, \Delta u, \tau)). \quad (3.1)$$

Der Vektor e_z bezeichnet dabei den Einheitsvektor in Strahlrichtung. Zerlegt man nun die Kraftwirkung in ihre longitudinalen und transversalen Komponenten F_{\parallel} und F_{\perp} und integriert über den Weg L , dann definiert dies die **longitudinale wake-Funktion**

$$w_{\parallel}(\tau) = -\frac{L}{q_1 q_2} \int F_{\parallel} dz \quad (3.2)$$

und die **transversale wake-Funktion**

$$w_{\perp}(\tau) = -\frac{L}{q_1 q_2 \Delta u} \int F_{\perp} dz. \quad (3.3)$$

Somit beschreibt die *wake*-Funktion den Energieverlust des Folgeteilchens in Einheiten der beiden Testladungen ($q_1 q_2$) bzw. des Einheitsdipolmoments ($q_1 q_2 \Delta u$). Im allgemeineren Fall einer kontinuierlichen Ladungsverteilung $\rho(\tau)$ wird die Ladung q_1 durch ein Elektronenpaket mit N Teilchen ersetzt:

$$q_1 = eN = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau) d\tau. \quad (3.4)$$

Somit ergibt sich beispielsweise als longitudinales **wake-Potential** $W_{\parallel}(\tau)$:

$$W_{\parallel}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\parallel}(\tau - \hat{t}) \rho(\hat{t}) d\hat{t}. \quad (3.5)$$

Die Darstellung im Zeitbereich wird häufig für Simulationsrechnungen verwendet. Bei vielen physikalischen Problemstellungen ist jedoch eine Beschreibung im Frequenzbild sinnvoller. Die korrespondierende Größe der **Impedanz** bzw. **Kopplungsimpedanz** $Z(\omega)$ ist definiert als die Fourier-Transformierte der *wake*-Funktion. Die longitudinale Impedanz ist definiert als [13]:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\parallel}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (3.6)$$

Für die transversale Impedanz gilt:

$$Z_{\perp}(\omega) = i \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\perp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (3.7)$$

Für Ladungsverteilungen $\rho(\tau)$ mit dem Stromspektrum $I(\omega)$ ergibt sich beispielsweise das longitudinale *wake*-Potential:

$$W_{\parallel}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_{\parallel}(\omega) I(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega. \quad (3.8)$$

Impedanzen fassen somit alle elektromagnetischen Effekte zusammen, die durch die Umgebung des Strahls verursacht werden. Nimmt man als charakteristische Weglänge L die Länge der Vakuumkammer an, so erhält man aus Gl.(3.6) und (3.7) die Gesamtimpedanz des Speicherrings. Damit werden alle *wake*-feld-induzierenden Geometrien, wie zum Beispiel Flansche, Hf-Resonatoren, Pumpstutzen, Bälge, etc., mit in die Beschreibung eingeschlossen.

Einige wichtige Eigenschaften der Impedanz sind aus den Gl.(3.2) und (3.3) sowie Gl.(3.6) und (3.7) abzuleiten.

Da die *wake*-Funktion eine reelle Funktion ist, gilt für die komplex konjugierte Impedanz:

- $Z_{\parallel}^*(\omega) = Z_{\parallel}(-\omega)$
- $Z_{\perp}^*(\omega) = -Z_{\perp}(-\omega)$.

Daraus folgt die wichtige Eigenschaft, daß der Realteil von $Z_{\parallel}(\omega)$ eine symmetrische Funktion von ω ist, während der Imaginärteil antisymmetrisch ist. Bedingt durch den imaginären Faktor i in Gl.(3.7) ist der Realteil von $Z_{\perp}(\omega)$ eine antisymmetrische und der Imaginärteil eine symmetrische Funktion.

Auf Grund des Kausalitätsprinzips ist das Feld vor der führenden Ladung gleich Null. Damit folgt für die Impedanz [14]:

- $Z_{\parallel,\perp}(\omega) \rightarrow 0, \quad \text{für } \omega \rightarrow \pm\infty.$

Im Falle der realen Vakuumkammer integriert der Elektronenstrahl über viele verschiedene Geometrien von Kammerelementen, die in ihren Einzelimpedanzen stark streuen können. Eine mögliche Methode zur Bestimmung der Impedanz des Speicherringes ist deren Ableitung aus dem *loss*-**Faktor** k_l . Er wird definiert als die Energieänderung ΔW_1 in Einheiten der führenden Ladung:

$$k_l = -\frac{\Delta W_1}{q_1^2} = \frac{1}{2\pi q_1^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] |I(\omega)|^2 d\omega. \quad (3.9)$$

Da der Strahl nur Energie verlieren kann, ist der *loss*-Parameter somit immer positiv und liegt für typische Vakuumkammerelemente in der Größenordnung von einigen

V/pC [15]. Durch die Messung des synchronen Phasenwinkels in Abhängigkeit vom Gesamtstrom ist eine Bestimmung des *loss*-Parameters und somit der Impedanz experimentell möglich (SPEAR-*scaling* [16]). Für das Design verschiedener Vakuumkammerelemente kann der *loss*-Faktor auch theoretisch durch Rechenprogramme bestimmt werden. Dieses Verfahren wurde auch im Rahmen dieser Arbeit bei der Charakterisierung von Kammerelementen angewandt.

3.2 Impedanzmodelle

Der exakte Verlauf der Impedanz als Funktion der Frequenz ist abhängig von der Geometrie der Einzelkomponenten der Vakuumkammer. Verallgemeinernd für alle Beschleuniger läßt sich ein Impedanzmodell erstellen, welches den generellen Verlauf annähernd beschreibt. Das Verständnis der Lage und der Stärke bestimmter Impedanzen wird im Folgenden von Bedeutung sein für die Berechnung von Instabilitätsmechanismen auf Grund der Rückwirkung von *wake*-Feldern auf den Strahl.

Zur einfachen Beschreibung läßt sich ein Impedanzmodell entwickeln, das sich durch die Überlagerung von drei Komponenten ergibt:

- Der Beitrag der Impedanz, der auf Grund der endlichen Leitfähigkeit der Kammerwand entsteht, wird im Folgenden als *resistive wall*-Impedanz bezeichnet und bestimmt das Impedanzmodell im unteren Frequenzbereich.
- Scharfe Linien im Impedanzspektrum (mit kleiner Breite) werden durch schmalbandige Resonatoren verursacht.
- Das Modell des Breitbandresonators wird zur Beschreibung des Impedanzverlaufes im höheren Frequenzbereich angewendet.

Der Realteil der Impedanz dieser drei Komponenten als Funktion der Frequenz ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die *resistive wall*-Komponente bestimmt die Impedanzfunktion im Bereich niedriger Frequenzen und wird durch folgende Gleichungen beschrieben [13]:

$$Z_{||,rw} = \frac{c}{f_0} \frac{1 - \operatorname{sgn}(\omega)i}{2\pi b \delta_s \sigma}, \quad (3.10)$$

$$Z_{\perp,rw} = \frac{c^2}{f_0 \omega} \frac{1 - \operatorname{sgn}(\omega)i}{\pi b^3 \delta_s \sigma}. \quad (3.11)$$

Dabei wird eine ideal glatte, runde Vakuumkammer mit mittlerem Kammerradius b angenommen, σ ist die elektrische Leitfähigkeit, f_0 die Umlauffrequenz und $\delta_s = c/\sqrt{2\pi\sigma|\omega|}$ ist die Eindringtiefe.

Im Folgenden kann der Beitrag des longitudinalen *resistive wall*-Effekts bei der Betrachtung von Instabilitätsmechanismen vernachlässigt werden. Im Falle instabiler transversaler Strahlbewegungen hingegen kann diese Impedanzkomponente die Hauptursache für kohärente Strahlschwingungen aller Teilchenpakete sein.

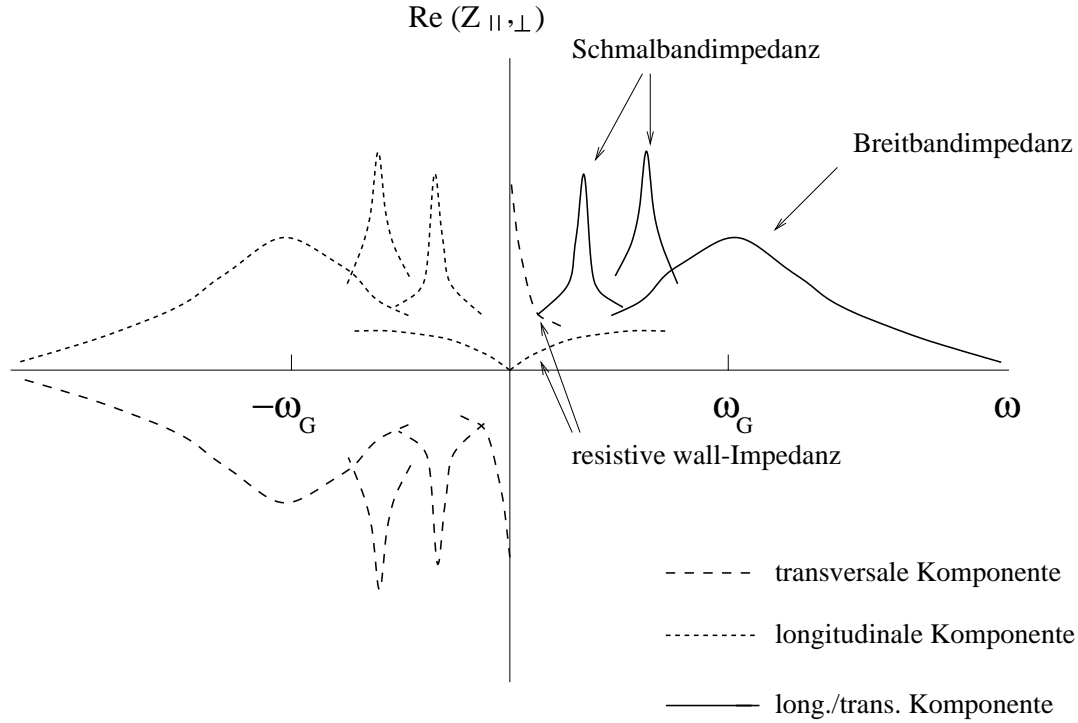


Abbildung 3.2: Qualitative Beschreibung des Impedanzmodells der Vakuumkammer eines fiktiven Speicherrings

Bei der Beschreibung des Impedanzverlaufes im Bereich höherer Frequenzen kann mit Hilfe des Resonatormodells die Gesamtimpedanz $Z_{||, \perp}(\omega)$ als Superposition von n Einzelresonatoren dargestellt werden:

$$Z_{||}(\omega) = \sum_{r=1}^n \frac{R_{s,r}}{1 + iQ_r \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)}, \quad (3.12)$$

$$Z_{\perp}(\omega) = \sum_{r=1}^n \frac{\omega^2}{c\omega_r} \frac{R_{s,r}}{1 + iQ_r \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)}. \quad (3.13)$$

Q_r wird als Güte des Resonators bezeichnet, $R_{s,r}$ ist die Shuntimpedanz und charakterisiert die Stärke des Resonators. Die Impedanz hat somit Maxima bei den Resonanzfrequenzen ω_r , deren Höhe und Breite von der Shuntimpedanz bzw. der Güte abhängen.

Bildet man die Fourier-Transformierte der Gl.(3.12), so erhält man die typische Abklingzeit τ_a eines Resonators mit:

$$\tau_a = 2Q_r/\omega_r. \quad (3.14)$$

Schmalbandresonatoren ($Q \gg 1$) klingen somit wesentlich langsamer ab als Breitbandresonatoren ($Q \approx 1$). Ein Beispiel für schmalbandige Resonatoren ist der Beschleunigungsresonator mit der Grundfrequenz von ω_{Hf} . Die Vielzahl von schmalbandigen Resonanzen bis zur Grenzfrequenz ω_G sind durch höhere Schwingungsmoden zu erklären,

die sich im Resonator ausbilden können [17]. Betrachtet man die Vakuumkammer als Hohlleiter, so ist durch die Geometrie eine typische Frequenz ω_G vorgegeben, unterhalb derer keine Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen möglich ist [18]. Das bedeutet, daß oberhalb dieser Frequenz starke Dämpfung auftritt, da die Moden entlang der Vakuumkammer propagieren können, was im Resonatormodell durch eine breitbandige Impedanz dargestellt ist.

Schmalbandige Resonatoren sind auf Grund ihrer langen Abklingzeit verantwortlich für die Kopplung mehrerer Teilchenpakete und damit für *multi bunch*-Instabilitäten. Breitbandresonatoren hingegen können im wesentlichen nur mit dem Elektronenpaket wechselwirken, welches die Resonatorschwingung hervorgerufen hat. Sie sind somit eine Quelle von Instabilitäten eines einzelnen Teilchenpakets (*single bunch*-Instabilität).

4 Longitudinale und transversale Schwingungsmoden

Auf Grund der Wechselwirkung einzelner Elektronenpakete mit wake-Feldern können diese in definierten longitudinalen und transversalen Eigenzuständen (Moden) schwingen. Der folgende Abschnitt beschreibt die Oszillationen innerhalb eines Teilchenpakets (*single bunch*-Moden) und charakterisiert die Schwingungszustände, die durch Kopplung aller Teilchenpakete (*multi bunch*-Moden) entstehen. Der Begriff der Modennummern wird eingeführt und Anregungskriterien werden erläutert.

4.1 Longitudinale Single Bunch-Moden

Longitudinale Eigenzustände eines einzelnen Teilchenpakets werden durch die Modennummer m gekennzeichnet. Da alle Teilchen im Paket mit der Synchrotronfrequenz f_s schwingen, kann jede Schwingungsmode durch eine charakteristische Frequenz $f_m = m f_s$ ($m=1,2,\dots,\infty$) beschrieben werden. Eine Darstellung der ersten drei Moden im Phasenraum und als Ladungsdichteverteilung ist in Abbildung 4.1 dargestellt [19].

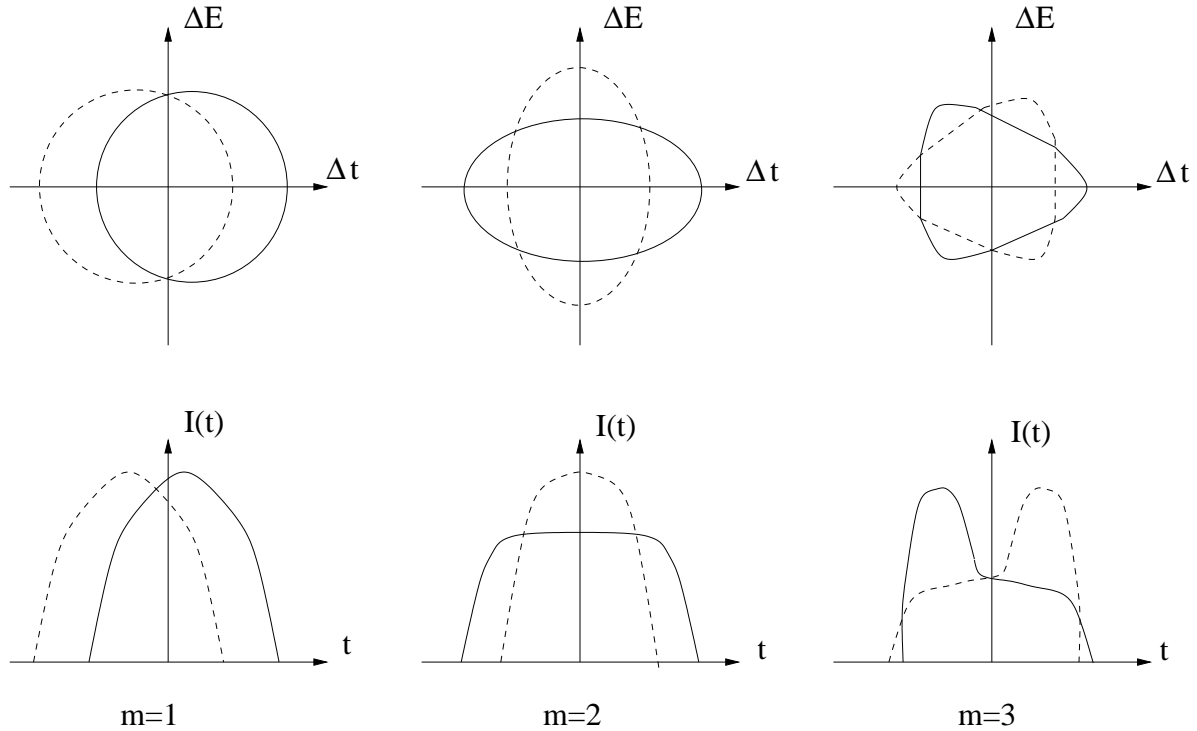


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der ersten drei azimuthalen *single bunch*-Moden ($m=1,2,3$) im Phasenraum (oben) und als Variation der Ladungsdichte (unten). Die beiden dargestellten Zustände sind durch die Zeit $\pi/m\omega_s$ getrennt.

Die Mode $m=1$ wird als Dipolmode bezeichnet und repräsentiert die Schwerpunktschwingung des gesamten Elektronenpakets. Sämtliche höheren Moden ($m>1$) sind

durch Ladungsdichteveriationen innerhalb einer Synchrotronperiode charakterisiert. Radiale Moden beschreiben Dichteveriationen als Funktion der Synchrotronamplitude [20]. Das Auftreten dieser Moden wird in der weiteren Betrachtung nicht berücksichtigt, da diesen im Speicherringbetrieb wenig Bedeutung zukommt [21].

4.2 Longitudinale Multi Bunch-Moden

Im regulären Speicherringbetrieb mit vielen Elektronenpaketen kann es auf Grund langlebiger *wake*-Felder (Abklingzeit $\tau_a > \text{bunch-Abstand } \tau_{Hf}$) zu einer kohärenten Anregung zwischen den Teilchenpaketen kommen. Die allgemeine Theorie für kohärente *multi bunch*-Moden oder auch *coupled bunch*-Moden (CBM) wurde von Sacherer [22] entwickelt. Jede Schwingungsmode wird durch zwei Modennummern m ($m=1\ldots\infty$) und n ($n=0\ldots M-1$) charakterisiert. Dabei beschreibt m die bereits bekannte Ladungsdichteveriation innerhalb der Synchrotronperiode. Für M äquidistante Elektronenpakete definiert man die Modennummer n über den Phasenunterschied $\Delta\Phi$ zwischen aufeinanderfolgenden Elektronenpaketen mit:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi n}{M}. \quad (4.1)$$

Das Frequenzspektrum wird beschrieben durch:

$$f_{n,m,p} = (pM + n + m\nu_s)f_0, \quad -\infty < p < +\infty. \quad (4.2)$$

Als Beispiel ist das Frequenzspektrum für vier äquidistante Teilchenpakete in Abbildung 4.2 dargestellt.

Frequenzbänder, die durch einen nach oben gerichteten Pfeil dargestellt sind, werden als obere Synchrotronseitenbänder bezeichnet. Der nach unten gerichtete Pfeil charakterisiert negative Frequenzkomponenten, die als Spiegelmoden, als untere Synchrotronseitenbänder der Umlauffrequenzen, dargestellt werden. Das stationäre Spektrum des Elektronenstrahls wird durch Linien im Abstand von Mf_0 repräsentiert. Durch Intensitätsschwankungen oder durch nicht gefüllte Hf-Potentialmulden treten noch zusätzliche Linien im Abstand der Umlauffrequenzen auf [23],[24]. Aus Abbildung 4.2 wird deutlich, daß sämtliche Moden n einmal in einem Frequenzintervall der Breite $Mf_0/2$ auftreten, wenn eine der Intervallgrenzen mit einem Vielfachen der Resonatorgrundfrequenz zusammenfällt. Im gesamten Frequenzbereich wird jede Schwingungsmode (n,m) somit durch eine Vielzahl von spektralen Linien repräsentiert. Die Amplitudenfunktion (Formfaktor) $F_m(f\tau_l)$ dieser Linien hängt von der Länge des Elektronenpakets und der Modennummer m ab [22] und ist in Abbildung 4.3 für die Moden $m=1,2,3$ dargestellt.

4.2.1 Anregungskriterien und Anstiegsrate

Bei einer Überlappung des Linienspektrums des Elektronenstrahls (Gl.4.2) mit den Impedanzmaxima der Resonatoren (Abb.3.2) ist eine resonante Verstärkung der Schwingungsmoden des Elektronenstrahls möglich, was zu Strahlinstabilitäten führen kann.

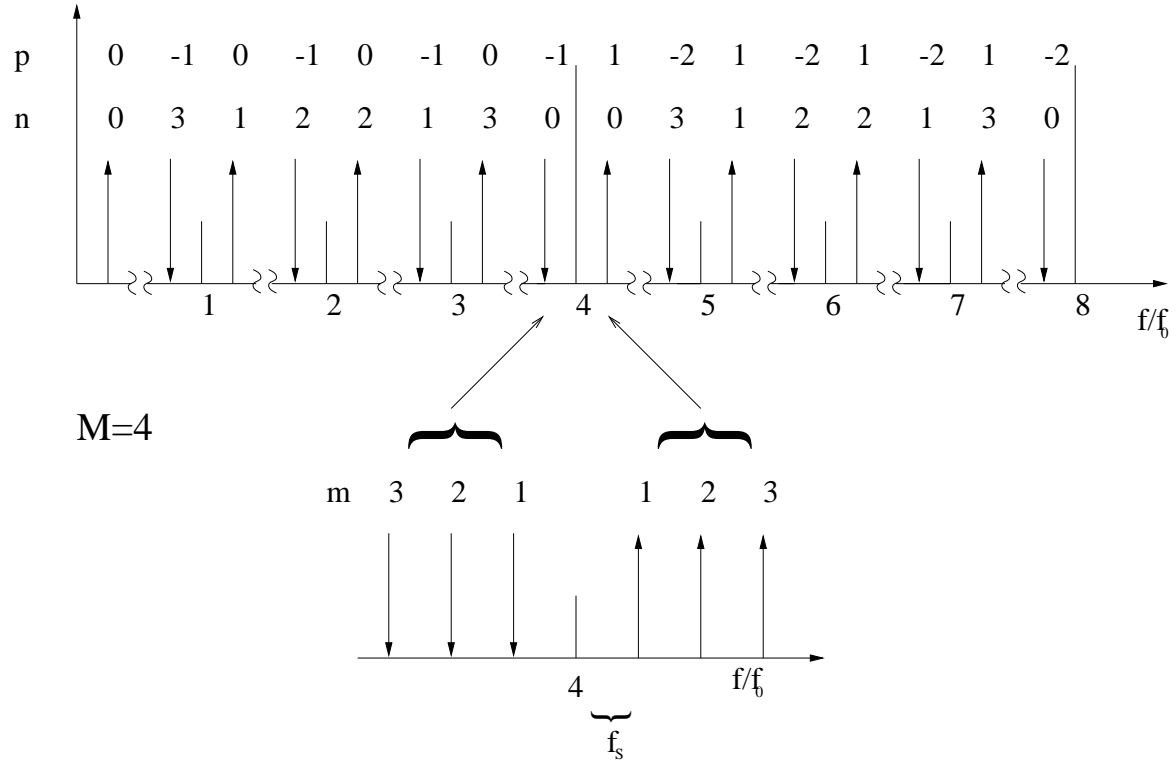


Abbildung 4.2: Frequenzspektrum longitudinaler multi bunch-Moden bei einer Gesamtzahl von $M=4$ Teilchenpaketen; oben: Synchrotronseitenbänder der Mode $m=1$; unten: Synchrotronseitenbänder der Moden $m=1,2,3$

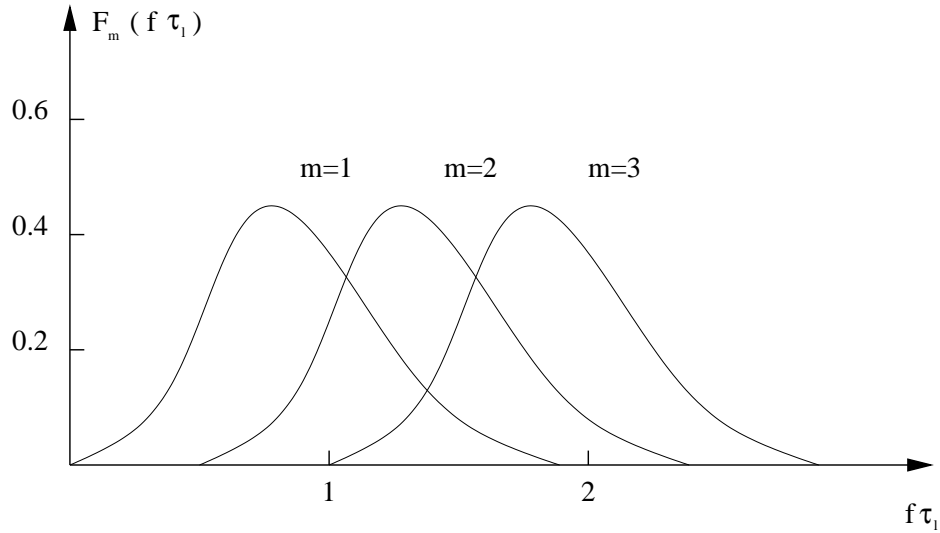


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Formfaktors der Moden $m=1,2,3$

Bedingt durch diese Wechselwirkung werden die kohärenten Modenfrequenzen um

einen Betrag $\Delta\omega_{m,n}$ von ihrer Grundfrequenz $\omega_{n,m,p} = 2\pi f_{n,m,p}$ verschoben:

$$A \exp[i\omega_{m,n}t] \xrightarrow{\text{Wechselwirkung}} A \exp[i(\omega_{m,n} + \Delta\omega_{m,n})t]. \quad (4.3)$$

Nach Sacherer [21] wird diese Frequenzverschiebung berechnet zu:

$$\Delta\omega_{m,n} = i\omega_s \frac{m}{m+1} \frac{I}{3B_0^2 h U_{Hf} \cos \psi_s} \sum_p F_m(f_{n,m,p} \tau_l) \frac{Z_{||}(f_{n,m,p})}{p+n}. \quad (4.4)$$

Dabei ist I der Gesamtstrom, B_0 der *bunch*-Faktor (*bunch*-Länge pro *bunch*-Abstand), U_{Hf} die maximale Resonatorspannung, $Z_{||}$ die longitudinale Impedanz, $F_m(f_{n,m,p} \tau_l)$ der im vorherigen Kapitel beschriebene Amplitudenfaktor, und ψ_s ist die synchrone Phase.

Die Anstiegsrate $\alpha_{n,m}$ der Schwingungsmode (n,m) ist definiert als :

$$\alpha_{n,m} = -\text{Im}[\Delta\omega_{n,m}]. \quad (4.5)$$

Aus den Gleichungen (4.3) und (4.4) sind drei wesentliche Eigenschaften abzuleiten:

- Der Realteil der Frequenzverschiebung $\Delta\omega_{m,n}$ führt zu einer Änderung der Oszillationsfrequenz, nicht aber zu einer Amplitudenänderung.
- Ein negativer Imaginärteil von $\Delta\omega_{m,n}$ führt zu einer exponentiell anwachsenden Schwingung.
- Ein positiver Imaginärteil von $\Delta\omega_{m,n}$ führt zu einer exponentiell gedämpften Schwingung.

Auf Grund des Formfaktors $F_m(f \tau_l)$ trägt besonders die Dipolmode zur Anregung bzw. Dämpfung bei. Für kurze Elektronenpakete (verglichen zum Radius der Vakuumkammer) wird die Anstiegsrate für die Dipolmode (m=1) durch folgende Formel angenähert [21]:

$$\alpha_{n,1} = \frac{I \alpha f_{Hf}}{2\nu_s E / e} \text{Re} \left[\underbrace{\sum_p \frac{f_{p,n}}{f_{Hf}} \exp[-(\omega_{p,n} \tau_l)^2] Z_{||}(\omega_{p,n})}_{Z_{||,eff}} \right]. \quad (4.6)$$

Die longitudinale Impedanz $Z_{||}$ hat die in Gl.(3.12) beschriebene Form, und τ_l ist die *bunch*-Länge in Einheiten der Zeit. Die effektive Impedanz $Z_{||,eff}$ berücksichtigt den Abfall des Strahlspektrums für höhere Frequenzen als Funktion der Teilchenpaketlänge. Aus Gl.(4.4) und (4.5) lassen sich wichtige Eigenschaften der Anregungsmechanismen von Instabilitäten ableiten.

Da der Realteil der Impedanz eine symmetrische Funktion ist (siehe Kap. 3.1), tragen negative Frequenzanteile und positive Komponenten mit unterschiedlichen Vorzeichen zu der Summe in Gl.(4.4) bei. Damit wird deutlich, daß breitbandige Resonatoren

mit einer Bandbreite $> Mf_0$ nicht zu einer Anregung ($\alpha_{n,m} > 0$) oder Dämpfung ($\alpha_{n,m} < 0$) führen, da in diesem Frequenzbereich jede Mode durch mindestens zwei Linien repräsentiert ist, deren Vorzeichen paarweise entgegengesetzt sind (vergleiche Abb.4.2).

Im Gegensatz dazu können durch schmalbandige Resonatoren einzelne Moden so wechselwirken, daß diese angeregt bzw. gedämpft werden. Für die Resonatorimpedanzen gilt $\text{Re}[Z_{||}] > 0$. Somit sind die unteren Seitenbänder generell gedämpft, während die oberen Seitenbänder durch diese Art der Impedanz angeregt werden.

Der Imaginärteil der Impedanz ist eine antisymmetrische Funktion (siehe Kap. 3.1). Dadurch gehen negative und auch positive Frequenzkomponenten mit gleichem Vorzeichen in die Summe in Gl.(4.4) ein. Das bedeutet, daß auch breitbandige Resonatoren zu einer Verschiebung der kohärenten Modenfrequenzen beitragen können.

4.3 Transversale Single Bunch-Moden

Kohärente Schwingungen innerhalb eines Elektronenpakets können auch in transversaler Richtung angeregt werden. Das einzelne Elektronenpaket kann mit einem stark vereinfachten Modell durch zwei Makroteilchen beschrieben werden, wobei das zeitlich führende Teilchen *head* genannt und das folgende Teilchen als *tail* bezeichnet wird. In diesem Modell sind die vom führenden Teilchen generierten *wake*-Felder die Quelle von Oszillationen des Folgeteilchens. Auf Grund der longitudinalen Synchrotronschwingung kommt es zu einem kontinuierlichen Austausch der Positionen der Makroteilchen, was insgesamt zu einer Abschwächung der Anregung führt [14]. Wie im longitudinalen Fall wird der jeweilige Schwingungszustand durch die *head tail*-Modennummer m gekennzeichnet.

In der Mode $m=0$ (Dipolmode) schwingen alle Elektronen (*head* und *tail*) in der gleichen Betatronphase. Für die Mode $m = \pm 1$ beträgt der Phasenunterschied zwischen Anfang und Ende des Elektronenpakets gerade π .

Ein komplizierteres Bild ergibt sich, wenn die Chromatizität ξ von Null verschiedene Werte annimmt. Dann führt die Energiebreite der Elektronen zu einer Modulation des Betatron-*tune* mit dem Synchrotron-*tune*. Damit kommt es zu einer relativen Phasenverschiebung zwischen beiden Makroteilchen.

Das kann dazu führen, daß das vom Teilchenpaketanfang induzierte *wake*-Feld die Schwingung des *bunch*-Endes dämpft. Dieser Effekt wird als *head-tail*-Dämpfung bezeichnet. So wird zum Beispiel in Elektronenspeicherringen mit hohen Energien ($E > \gamma_T$) die Dipolmode ($m=0$) bei positiver Chromatizität gedämpft, während die Mode $m = \pm 1$ angeregt wird [13].

Sämtliche Moden höheren Indexes sind nicht mehr durch das vereinfachte Modell zweier Makroteilchen zu beschreiben, da in diesen Moden verschiedene Teilchenpaketabschnitte mit unterschiedlicher Phase schwingen.

Die Modennummer m gibt die Anzahl der Betatronschwingungen pro Synchrotronperiode an und kann die Werte $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm \infty$ annehmen.

Jede Mode hat nun eine charakteristische Frequenz $f_m = f_{x,y} + mf_s$, wobei $f_{x,y}$ die Betatronfrequenz in der jeweiligen Richtung angibt.

Die Abbildung 4.4 stellt die ersten drei Moden, gemessen an einem positionsempfindlichen Detektor, schematisch dar.

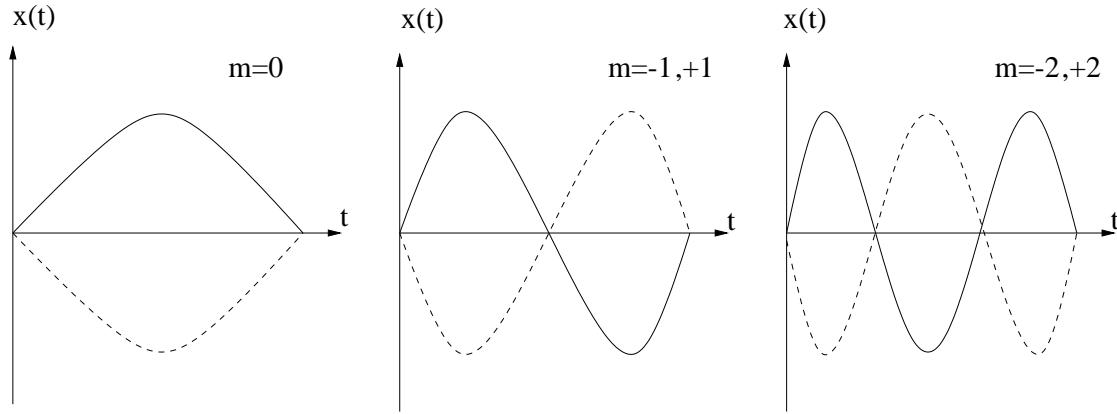


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der ersten drei transversalen *single bunch*-Moden ($m = 0, \pm 1, \pm 2$) an einem positionsempfindlichen Detektor, über eine Synchrotronperiode, Chromatizität $\xi = 0$

4.4 Transversale Multi Bunch-Moden

Auch in transversaler Bewegungsrichtung kann es durch die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit langsam abklingenden *wake*-Feldern zu gekoppelten Schwingungsmoden der Elektronenpakete kommen. Wie im longitudinalen Fall wird auch hier die Modennummer n eingeführt, welche den Phasenunterschied zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elektronenpaketen angibt (siehe Gl.4.1). Das Frequenzspektrum der gekoppelten Schwingungen ist:

$$f_{n,m,l,p} = \frac{\omega_{n,m,l,p}}{2\pi} = (pM + n + l\nu_{x,y})f_0 + mf_s, \quad -\infty < p < +\infty. \quad (4.7)$$

M ist die Zahl der Elektronenpakete, $\nu_{x,y}$ ist der transversale Betatron-*tune*, f_0 die Umlauffrequenz, f_s die Synchrotronfrequenz und m die *head tail*-Modennummer.

Die zusätzliche Modennummer l ($l=1,2,\dots,\infty$) repräsentiert die Anzahl der Perioden von Ladungsdichtemodulationen pro Betatronperiode. Die Dipolmode ($l=1$) beschreibt somit eine transversale Ablage des Schwerpunktes des gesamten Elektronenstrahls.

Die höheren Moden ($l > 1$) wechselwirken in nur geringem Maße mit der Strahlungsumgebung [21]. Deshalb beziehen sich die weiteren Darstellungen im wesentlichen auf die Dipolmoden. Die Abbildung 4.5 veranschaulicht die Lage der Modenlinien in Abhängigkeit von der Modennummer.

Wie im longitudinalen Fall ist jede Mode (n,m) durch zwei Linien im Frequenzintervall Mf_0 vertreten. Über den gesamten Frequenzbereich betrachtet, gehören zu jeder Mode eine Vielzahl von Linien, deren Amplitude von der Modennummer m , der zeitlichen *bunch*-Länge τ_l und der Chromatizität abhängen [21]. Die Abbildung 4.6 zeigt das

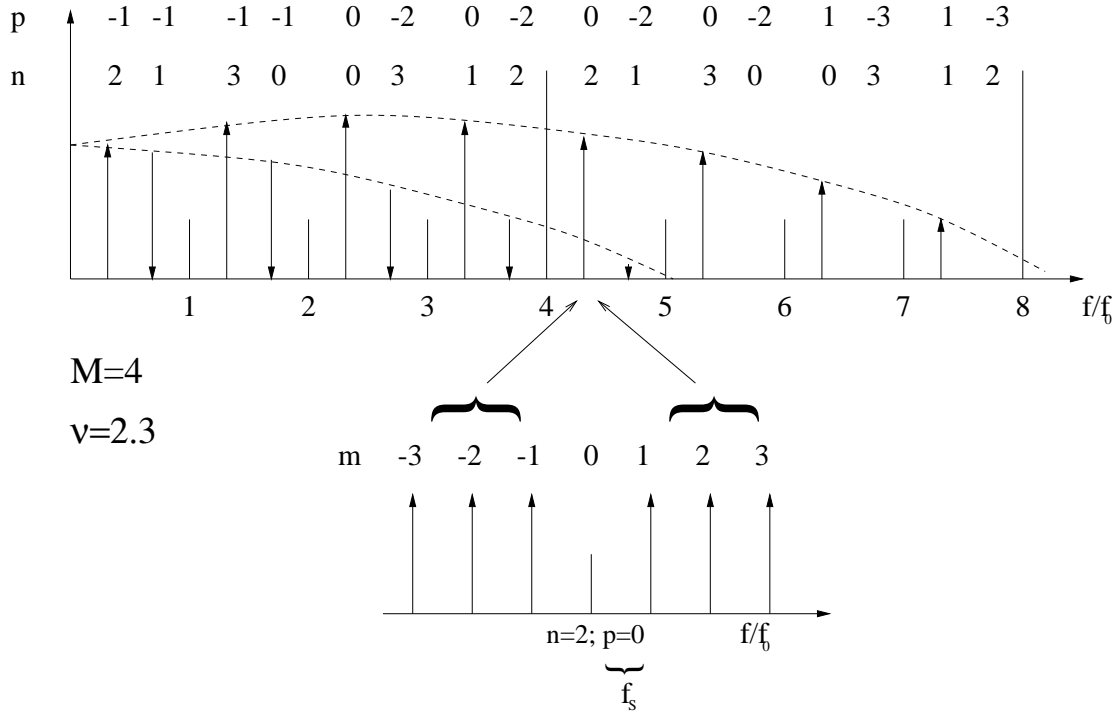


Abbildung 4.5: Transversales Dipol-Modenspektrum von vier Teilchenpaketen bei einem transversalen Arbeitspunkt von $\nu = 2.3$ und positiver Chromatizität. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Einhüllende der Amplitude der $m=0$ Mode

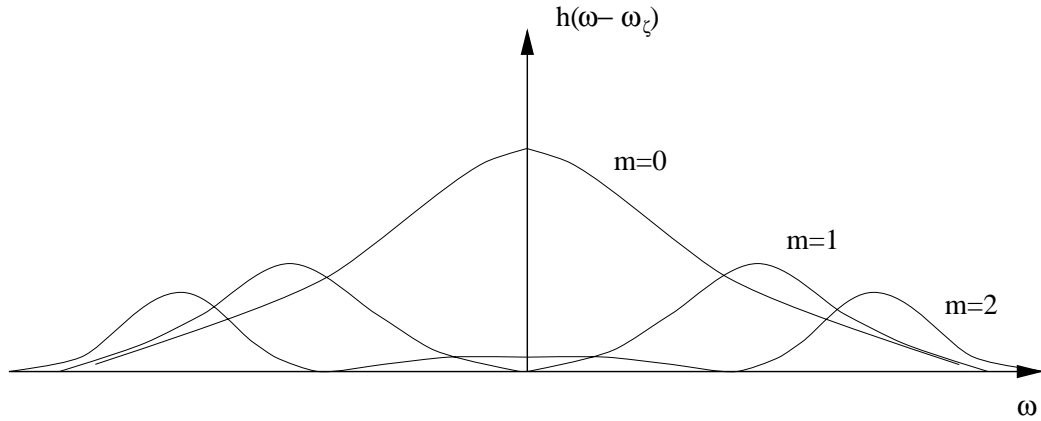


Abbildung 4.6: Frequenzabhängiger Formfaktor der Moden $m=0,1,2$ für $\xi = 0$

Amplitudenspektrum $h_m(\omega)$ (Formfaktor) für verschiedene Modennummern m und für $\xi = 0$.

Die Halbwertsbreite $\omega_{\frac{1}{2}}$ der Einhüllenden der $m=0$ Mode ist [21]:

$$\omega_{\frac{1}{2}} = \frac{2\pi}{\tau_l}. \quad (4.8)$$

4.4.1 Anregungskriterien und Anstiegsraten

Durch die Wechselwirkung von Strahl und Umgebung kommt es zu einer Verschiebung der Schwingungsfrequenz. Nach Sacherer [25] ist diese definiert als:

$$\Delta\omega_{n,m} = \frac{1}{m+1} \frac{i\beta_r Ic^2}{2\nu_\perp \omega_0 E/eL} \frac{\sum_p Z_\perp(\omega_{n,m,p}) h_m(\omega_{n,m,p} - \omega_\xi)}{\sum_p h_m(\omega_{n,m,p} - \omega_\xi)}. \quad (4.9)$$

Dabei ist E/e die Gesamtenergie, Z_\perp die transversale Impedanz, $h_m(\omega)$ der oben erwähnte Formfaktor, L der Umfang des Speicherringes, ν_\perp der transversale Arbeitspunkt und β_r die normierte Geschwindigkeit.

Die Anstiegsrate $\alpha_{n,m}$ der Mode (n,m) ist gegeben durch:

$$\alpha_{n,m} = -\text{Im}[\Delta\omega_{n,m}]. \quad (4.10)$$

Als Berechnungsformel für transversale Dipolmoden der Ordnung $m=0$ leitet sich aus Gleichung (4.9) ab [13]:

$$\alpha_{n,0} = \frac{Ic}{4\pi E/e\nu_\perp} \text{Re} \left[\underbrace{\sum_p \exp[-(\omega_\xi \tau_l)^2] Z_\perp(\omega_{n,p})}_{Z_{\perp,eff}} \right]. \quad (4.11)$$

Dabei ist $\omega_\xi = (pM + n + \nu_\perp - \xi/\eta)\omega_0$.

Die Anstiegsrate ist somit wie im longitudinalen Fall bestimmt durch den Realteil der effektiven Impedanz. Dieser ist im transversalen Fall eine ungerade Funktion der Frequenz (siehe Abb.3.2). Nach Gleichung (4.9) tragen somit nur die unteren Seitenbänder zu einer Anregung der gekoppelten Schwingungsmoden bei, während die oberen Seitenbänder generell gedämpft werden. Damit wird deutlich, daß im Falle von $\xi = 0$ Breitbandimpedanzen den Strahl nicht anregen, da jede Anregung eines unteren Seitenbandes auf Grund der Symmetrie von $h_m(\omega)$ durch gleichzeitige Dämpfung dieser Mode negiert wird. Bei $\xi \neq 0$ kommt es zu einer Zentrumsverschiebung der Funktion $h_m(\omega - \omega_\xi)$ um den Betrag ω_ξ mit

$$\omega_\xi = \frac{\xi \nu_\perp \omega_0}{\eta}, \quad (4.12)$$

wobei $\eta = \alpha - \frac{1}{\gamma^2}$ und α der *momentum compaction*-Faktor ist. Diese Verschiebung wird am Beispiel positiver Chromatizität in Abbildung 4.5 durch die gestrichelt dargestellte Einhüllende für die Mode $m=0$ veranschaulicht. In diesem Fall überwiegt nun die Modendämpfung durch den überwiegenden Einfluß der oberen Seitenbänder, während bei negativer Chromatizität durch Breitbandimpedanzen sämtliche Moden angeregt werden können. Bei einer Überlappung des Strahlspektrums mit schmalbandigen Impedanzen, wie zum Beispiel dem HOM (*higher order mode*)-Spektrum der Hohlraumresonatoren oder mit der *resistive wall*-Impedanz, dominieren einzelne Linien einer Mode in Gleichung (4.9), und gekoppelte Schwingungsmoden können angeregt werden, da kein gleichwertiger Dämpfungsmechanismus für diese Mode existiert.

Der Imaginärteil der transversalen Impedanz ist eine symmetrische Funktion. Damit tragen zur realen Frequenzverschiebung (Gl.(4.9)) sowohl obere als auch untere Seitenbänder bei, unabhängig von der Art der Wechselwirkungsimpedanz.

Auf Grund der Amplitudenfunktion $h_m(\omega)$ ergeben sich jedoch unterschiedliche Absolutbeträge von $\Delta\omega_{mn}$ für verschiedene Modennummern m . Ist diese Differenz zwischen benachbarten Moden gleich der Synchrotronfrequenz, kann es zur Kopplung beider Moden kommen, was wiederum zu Strahlverlust (*strong head tail*-Instabilität) führen kann.

5 Instabilitäten und Dämpfungsmechanismen

*Auf Grund der hohen Ströme in modernen Elektronenspeicherringen steigt die Wahrscheinlichkeit der Anregung **kollektiver Instabilitäten**. Diese können wie folgt beschrieben werden: Der Teilchenstrahl wechselwirkt mit der Umgebung und generiert elektromagnetische Felder (*wake-Felder*), welche die Trajektorie der Teilchen verändern. Die so gestörte neue Umlaufbahn verändert das *wake-Feld*, welches wiederum auf den Strahl wirkt usw. Wird die Störung verstärkt, kann es im schlimmsten Fall zum Teilchenverlust kommen. Das folgende Kapitel gibt eine allgemeine Klassifikation von Instabilitäten und geht auf die natürlich vorhandenen Dämpfungsmöglichkeiten ein.*

5.1 Überblick

Eine Instabilität tritt dann auf, wenn natürliche Dämpfungsprozesse wie Synchrotronstrahlungsdämpfung oder Landau-Dämpfung langsamer sind als die Anstiegszeiten der Störung.

Generell unterscheiden sich Instabilitäten in Ringbeschleunigern und Linearbeschleunigern auf Grund der Wechselwirkungshäufigkeit mit Kopplungsimpedanzen. Außerdem treten unterschiedliche Instabilitätsmechanismen bei einem kontinuierlichen Strahl (*coasting beam*) und bei einem gebündelten Strahl (*bunched beam*) auf. Im Rahmen dieser Klassifikation werden hier nur Störungen berücksichtigt, die bei gebündeltem Strahl in Ringbeschleunigern auftreten.

Grundsätzlich werden Instabilitäten in *single bunch*- und *multi bunch*-Instabilitäten eingeteilt und können in longitudinaler und transversaler Strahlrichtung auftreten.

Die Quelle von *single bunch*-Instabilitäten bilden kurzreichweitige *wake-Felder*, deren Ursache z.B. in Diskontinuitäten der Vakuumkammer zu suchen ist, wogegen *multi bunch*-Instabilitäten nur auftreten können, wenn das *wake-Feld* nicht innerhalb des Abstandes zweier Teilchenpakete abgefallen ist. Diese langreichweitigen *wake-Felder* werden oft durch die HOM-Anregung in resonanten Strukturen erzeugt.

Instabilitäten führen im wesentlichen zu den unerwünschten Effekten, daß die Strahllebensdauer und die Strahlqualität wesentlich beeinträchtigt werden, was mit den heutigen Anforderungen an moderne Speicherringanlagen nicht in Übereinstimmung zu bringen ist.

Typische *single bunch*-Effekte sind beispielweise die longitudinale **Mikrowelleninstabilität** (oder auch **turbulente bunch-Verlängerung**), die eine Energieaufweitung des Strahls hervorruft, oder die transversale *strong head tail-Instabilität* (oder auch **transversale Modenkopplung**), die zum sofortigen Strahlverlust führen kann. Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind die longitudinalen und transversalen *multi bunch*-Instabilitäten, bei denen verschiedene Schwingungszustände aller Elektronenpakete in Resonanz geraten können, was auch hier zum Teilchenverlust durch Kollision mit der Kammerwand führen kann. Selbst im Falle stabiler longitudinaler *multi bunch*-Schwingungen (finite Oszillationsamplitude) sind die damit verbundene Energieaufwei-

tung und die zeitliche Variation in der Ankunftszeit an einem bestimmten Ort in der Maschine für den Nutzer des Synchrotronlichts unerwünscht. Ein longitudinaler *multi bunch*-Effekt ist die **Robinson Instabilität**, bei der die Impedanz der Grundmode des Beschleunigungsresonators die Quelle von Instabilitäten darstellt.

Abhängig von der Art der Instabilität existieren Stromschwellen, bei deren Überschreitung Instabilitäten messbar werden. Ohne auf analytische Formeln für Schwellströme einzelner Instabilitäten einzugehen, gelten folgende allgemeingültigen Formulierungen [11],[14]:

- *Single bunch*-Instabilitäten hängen vom Strom des einzelnen Teilchenpakets ab, wogegen *multi bunch*-Instabilitäten vom Gesamtstrom abhängen.
- Stromschwellen, die das Auftreten von Instabilitäten kennzeichnen, können durch eine Erhöhung der Energie heraufgesetzt werden.
- Eine Erhöhung der longitudinalen bzw. transversalen Impedanz führt zum Einsetzen von Instabilitäten bei niedrigeren Strömen.

5.2 Maßnahmen zur Unterdrückung von Instabilitäten

Um Instabilitäten zu vermeiden, muß während der Designphase des Speicherringes besonderes Augenmerk auf die Minimierung der Impedanzcharakteristik der Strahlumgebung gelegt werden. So wird beispielsweise die Vakuumkammergeometrie optimiert, indem Diskontinuitäten minimiert werden [26].

Eine gute elektrische Leitfähigkeit der Kammerwand bewirkt einen kleineren Beitrag der *resistive wall*-Impedanz.

Um die Wirkung der HOM-Impedanzen auf den Strahl zu reduzieren, können Dämpfungsantennen eingesetzt werden, die dem Resonator Leistung im hochfrequenten Bereich entziehen und somit die Güte dieser Moden verkleinern. Dabei unterscheiden sich die eingesetzten Technologien zur HOM-Dämpfung für normalleitende [27],[28] und supraleitende [29],[30],[31] Kavitäten.

Außerdem kann mit Hilfe von Temperaturkontrollen oder eines zusätzlichen Abstimmstempels die Resonanzfrequenz der gefährlichsten HOM's zwischen zwei aufeinanderfolgende Synchrotron- bzw. Betatronseitenbänder gelegt werden, um die Strahlanregung zu minimieren [32],[33].

Gelingt es durch diese Maßnahmen nicht, die Schwellströme instabiler Effekte auf den gewünschten Wert zu erhöhen, wird der Einsatz eines **Strahlstabilisierungssystems** zur Dämpfung angeregter Schwingungsmoden (im Folgenden **Feedbacksystem** genannt) notwendig.

5.2.1 Natürliche Dämpfungsmechanismen

In jedem Elektronenspeicherring existieren zwei natürliche Arten der Dämpfung von Störeffekten. Einerseits führt die spontane Emission von Photonen sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Richtung zur Dämpfung der entsprechenden Schwin-

gungsamplituden, andererseits trägt der Effekt der Landau-Dämpfung zur Gesamtdämpfung des Schwingungssystems bei. Auf beide Mechanismen soll im Folgenden kurz eingegangen werden, da Instabilitäten nur dann auftreten, wenn deren Anstiegszeit kleiner ist als die Dämpfungszeit beider natürlicher Dämpfungsmechanismen.

5.2.1.1 Longitudinale und transversale Dämpfung durch Synchrotronstrahlung

Wie bereits im Kapitel 2.1 beschrieben, führt der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung zu einem Dämpfungsterm α_s (Gl.(2.4)) in der allgemeinen Bewegungsgleichung. Eine Berechnung der Dämpfungsrate nach [2] führt zu folgendem Ergebnis:

$$\alpha_s = \frac{W_0}{2T_0 E} (2 + D). \quad (5.1)$$

W_0 ist dabei die vom Sollteilchen abgestrahlte Energie und T_0 ist die Umlaufzeit. Der Term D hängt vom Biegeradius der Dipolmagnete, der Quadrupolstärke und den Dispersionseigenschaften des Ringes ab und ist typischerweise vernachlässigbar. Für den BESSY-II-Ring ergibt sich eine longitudinale Dämpfungszeit τ_s (inverse Dämpfungsrate):

$$\tau_s = \frac{1}{\alpha_s} = 8 \text{ ms}. \quad (5.2)$$

Dabei ist $T_0=800$ ns, $E=1.7$ GeV und die in den Dipolen abgestrahlte Energie $W_0 \approx 170$ keV. Durch die Inbetriebnahme aller bisher eingebauten *insertion devices* (siehe Anhang A) wird eine zusätzliche Abstrahlung von etwa 40 keV erwartet. Die Dämpfungszeit wird damit auf etwa 6.5 ms reduziert.

Die Emission von Synchrotronstrahlung trägt auch in transversaler Richtung zur Dämpfung der Betatronschwingung bei. Folgt man auch hier der Berechnung von [2], so ergibt sich für die horizontale und vertikale Dämpfungsrate α_x, α_y :

$$\alpha_x = \frac{W_0}{2T_0 E} (1 - D), \quad \alpha_y = \frac{W_0}{2T_0 E}. \quad (5.3)$$

Die verwendeten Symbole entsprechen dabei denen aus Gleichung (5.1). Anschaulich läßt sich die Betatrontdämpfung dadurch verdeutlichen, daß ein Elektron an Impuls verliert, wenn ein Photon emittiert wird. Die Richtung des Impulses ist im Mittel der Bewegung entgegengerichtet und besitzt somit sowohl eine transversale als auch eine longitudinale Komponente. Während die longitudinale Komponente durch das Beschleunigungssystem ausgeglichen wird, trägt die transversale Komponente zur Dämpfung bei. Ausgehend von den oben angegebenen Abstrahlungsverlusten in den Dipolen ergeben sich folgende Dämpfungszeiten τ_x, τ_y :

$$\tau_x = \frac{1}{\alpha_x} = 16 \text{ ms}, \quad \tau_y = \frac{1}{\alpha_y} = 16 \text{ ms}. \quad (5.4)$$

Auch hier ergibt sich eine Reduzierung der Dämpfungszeiten um etwa 20 % durch die Inbetriebnahme aller *insertion devices*.

5.2.1.2 Die Landau-Dämpfung

Betrachtet man ein einzelnes Teilchen, welches Oszillationen um die Sollposition ausführt, so generiert dieses Teilchen ein *wake*-Feld, welches im ungünstigsten Falle die Teilchenschwingung resonant anregt.

Beschreibt man diesen Effekt durch einen einzelnen harmonischen Oszillator mit einer Anregung auf Grund einer zeitabhängigen sinusförmigen Kraft der Frequenz $\hat{\omega}$, so wächst im Resonanzfall die Schwingungsenergie proportional zu t^2 [14], was bei großen t zu Strahlverlust führt.

Landau [34] studierte den Effekt für ein Ensemble von Teilchen, deren Oszillationsfrequenzen in einem engen Frequenzbereich der Breite $\Delta\omega_L$ verteilt sind. Die Übertragung der Theorie auf Beschleunigeranlagen wurde erstmals durch *Hereward* [35] formuliert. Werden nun alle Teilchen mit der gleichen Kraft getrieben und liegt $\hat{\omega}$ innerhalb von $\Delta\omega_L$, so wächst die Energie der Schwerpunktsbewegung des Teilchenkollektivs nur noch proportional zu t . Landau-Dämpfung bedeutet somit eine Dämpfung selbsterregter kohärenter Schwingungen durch eine Verteilung der Resonanzfrequenzen des Oszillatorkollektivs.

Eine detailliertere Beschreibung ist in [11],[14],[36] zu finden. Die Frequenzaufspaltung in longitudinaler Richtung ist durch die Nichtlinearität der Hf-Spannung gegeben [37]. Die Dämpfungsrate α_L in der longitudinalen Richtung kann abgeschätzt werden mit:

$$\alpha_{L,\parallel} = \frac{1}{\tau_{L,\parallel}} = \frac{1}{16} \frac{\tau_l^2}{\tau_{Hf}^2} \omega_s, \quad (5.5)$$

wobei $\tau_l=16$ ps die Teilchenpaketlänge in Zeiteinheiten darstellt, und $\tau_{Hf}=2$ ns die Periodendauer der Resonatorgrundmode ist.

Im Falle von BESSY-II ergibt sich dann [8]:

$$\tau_{L,\parallel} = 5.7 \text{ s}. \quad (5.6)$$

Die Landau-Dämpfung ist somit klein gegenüber der Synchrotronstrahlungsdämpfung. Eine Möglichkeit der Verlängerung der Elektronenpakete und damit der Vergrößerung des Dämpfungseffektes bietet der Einsatz von harmonischen Hohlraumresonatoren [38],[39],[40].

Auch in transversaler Richtung ist eine Frequenzaufspaltung durch nichtlineare Felder, wie zum Beispiel in den Sextupolen, möglich.

Die Stärke der transversalen Landau-Dämpfung kann nicht durch einen einfachen analytischen Ausdruck berechnet werden. Im Falle von BESSY-II ist die *tune*-Variation innerhalb eines Teilchenpakets durch den Einsatz von harmonischen Sextupolen minimiert worden. Aus diesem Grund ist kein effektiver Dämpfungseffekt in transversaler Richtung zu erwarten, und es wurde auf eine numerische Berechnung im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

6 Feedbacksysteme

Multi bunch-Instabilitäten können durch Feedbacksysteme (FBS) kontrolliert werden. Die Dämpfung der angeregten Schwingungsmoden erfolgt durch elektromagnetische Impulse, die über geeignete Kicker auf die Elektronenpakete übertragen werden. Der folgende Abschnitt stellt die konzeptionellen Grundlagen von Feedbacksystemen dar und leitet daraus allgemeingültige Designanforderungen ab. Es werden die Spezifika von Signalmessung und Verarbeitung sowie der Übertragung des Korrektursignals vorgestellt.

6.1 Grundlagen

Das Gesamtsystem von N oszillierenden Teilchenpaketen kann als Superposition von N Eigenschwingungen mit entsprechenden Eigenfrequenzen aufgefaßt werden. Damit ist jedes Teilchenpaket durch die Bewegungsgleichung des getriebenen harmonischen Oszillators unter Annahme einer Kraft $f(t)$ beschreibbar

$$\ddot{x} + d\dot{x} + \omega_0^2 x = f(t), \quad (6.1)$$

wobei ω_0 die longitudinale Synchrotronfrequenz respektive die transversale Betatronfrequenz ist. Die intrinsische Dämpfung des Systems ist durch den Term d vorgegeben. Die Funktion eines Feedbacksystems ist es nun, so zu dem Dämpfungsterm beizutragen, daß die durch die Störungen verursachten Strahlanregungen kontrolliert werden können. Nach [41] ist es möglich, die Schwingungen des Gesamtsystems durch unabhängige Beeinflussung jedes einzelnen Oszillators zu dämpfen. Dabei geht die Kopplung der Teilchenpakete mit in den allgemeinen Störungsterm $f(t)$ ein.

Die Funktionsweise eines Feedbacksystems kann durch eine Darstellung im Frequenzbild und die daraus ableitbaren Transferfunktionen beschrieben werden. Ein solches Schema zur Stabilisierung eines dynamischen Systems ist in Abbildung 6.1 dargestellt [42].

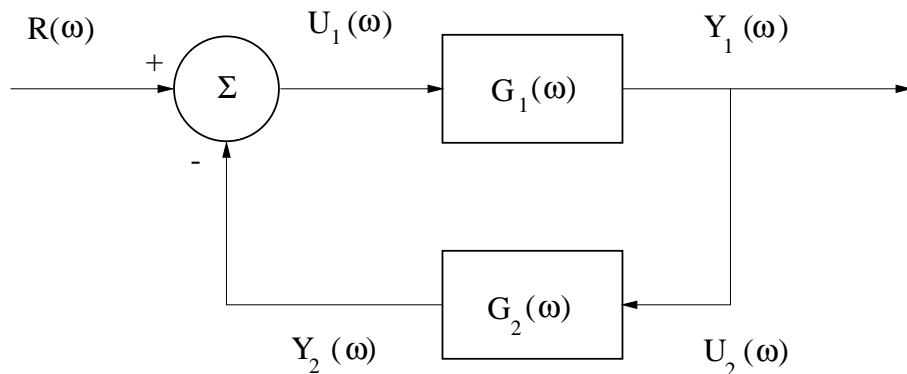


Abbildung 6.1: Konzeptionelle Darstellung eines Feedbacksystems

Dieses Modell stellt ein aktives System dar, dessen Transferfunktion durch den Block $G_1(\omega)$ beschrieben wird. Der Block $G_2(\omega)$ reproduziert den Einfluß einer Feedbackschleife, die auf Störungen der Form $R(\omega)$ zurückwirkt. Betrachtet man die Transferfunktionen der Einzelblöcke

$$U_1(\omega) = R(\omega) - Y_2(\omega), \quad (6.2)$$

$$Y_2(\omega) = G_2(\omega)G_1(\omega)U_1(\omega), \quad (6.3)$$

$$Y_1(\omega) = G_1(\omega)U_1(\omega) \quad (6.4)$$

und löst diese Gleichungen, so erhält man:

$$Y_1(\omega) = \frac{\overbrace{G_1(\omega)}^{\text{forward gain}}}{1 + \underbrace{G_1(\omega)G_2(\omega)}_{\text{loop gain}}} R(\omega). \quad (6.5)$$

Dieses Bild ist nun leicht übertragbar auf ein Feedbacksystem in Beschleunigeranlagen. Der Term $G_1(\omega)$ wird durch das Design des Speicherringes vorgegeben und repräsentiert die gesamte Strahldynamik. Die Störung $R(\omega)$ schließt dann beispielsweise Injektionstransienten oder Teilchenpaketkopplung durch Ringimpedanzen ein. Um die Wirkung der Störungen zu minimieren, muß der *loop gain* der Feedbackschleife optimiert werden. Das bedeutet die Feedbackverstärkung $G_2(\omega)$ so groß zu wählen, daß die Antwort des Systems auf Störungen $R(\omega)$ klein bleibt (siehe Gl.(6.5)) und damit selbst-erregte Schwingungen unterdrückt werden. Sowohl longitudinale als auch transversale Strahldämpfungssysteme können durch die Abbildung 6.1 beschrieben werden.

So kann im longitudinalen Fall die Störung durch Energieschwingungen der Teilchenpakete um die Sollenergie ausgedrückt werden.

Unter Einbeziehung der Dämpfung durch die Feedbackschleife läßt sich für den longitudinalen Fall die Gl.(2.3) leicht umschreiben in:

$$\Delta \ddot{E} - \underbrace{2 \left(\frac{1}{T_s} + \frac{1}{T_{fb}} \right)}_d \Delta \dot{E} + \omega_s^2 \Delta E = 0. \quad (6.6)$$

Dabei setzt sich der Dämpfungsterm d aus der Synchrotronstrahlungszeitkonstante T_s und der Feedbackdämpfungskonstante T_{fb} zusammen. Aus der Lösung

$$\Delta E = \Delta E_0 e^{-t \left(\frac{1}{T_s} + \frac{1}{T_{fb}} \right)} e^{i\omega_s t} \quad (6.7)$$

läßt sich sofort der exponentielle Abfall der Schwingungsamplitude der Synchrotron-schwingung ableiten. Dieser Dämpfungseffekt kann erreicht werden, indem ein longitudinaler Kicker lokal die Energie der Teilchen proportional zur Impulsabweichung der Elektronen an dieser Kickposition ändert.

Im Falle transversaler Betatronschwingungen wird der Einfluß der transversalen Feedbackschleife durch einen Dämpfungsterm Λ in den Hillschen Differentialgleichungen ausgedrückt (Gl.(2.12)):

$$x''(z) + k(z)x(z) + \Lambda(z)x'(z) = 0. \quad (6.8)$$

Die Stärke des Kickers wird als konstant über seine Länge ($\Delta z = z_e - z_a$) angenommen und ist außerhalb Null. Da sich der Kicker für gewöhnlich nicht innerhalb fokussierender Elemente ($k \neq 0$) befindet, gilt somit:

$$x''(z) = -\Lambda(z)x'(z). \quad (6.9)$$

Durch Integration der Gleichung kann die Winkeländerung beim Durchflug der Elektronenpakete durch den Kicker ausgedrückt werden als:

$$\Delta x'(z) = x'(z_e) - x'(z_a) = -\Lambda \Delta z \langle x'(z_a) \rangle. \quad (6.10)$$

Dabei wurde das Integral mit Hilfe des Mittelwerts des Integranden beschrieben. Damit ein Feedbacksystem transversale Schwingungen dämpfen kann, muß eine Impulsänderung ($\Delta x'(z)$) übertragen werden, die proportional zum Mittelwert von x' im Moment des Durchflugs durch den Kicker ist. Dies entspricht einem Proportional (P)-Regelsystem. Eine Generierung des Korrektursignals beispielsweise durch zusätzliche Einbeziehung des Integrals über alle vorhergehenden gemessenen Störungen (PI-System) und auf der Basis der Ableitung des Störterms (PID-Regelung) stellen Alternativen zur proportionalen Regelung dar [42].

Somit läßt sich ein Grundprinzip für einfache longitudinale (LFB) und transversale (TFB) Feedbacksysteme zusammenfassen :

1. Messung der Energieabweichung (LFB) / Winkelabweichung (TFB)
2. unmittelbarer Korrekturkick proportional zum Messwert.

Eine sofortige Korrektur ist auf Grund endlicher Prozeßdauer nicht möglich. Somit wird es notwendig, Strahlschwingungen lokal zu messen, die Korrektur aber zu einem späteren Zeitpunkt anzuwenden.

Auf Grund der einfacheren technischen Realisierbarkeit wird anstelle der direkten Messung der Energieabweichung bzw. Winkelabweichung die Phasenabweichung (LFB) oder die Ortsabweichung (TFB) bestimmt und daraus die erforderliche Korrekturamplitude am Ort des Kickers ermittelt.

Der Zusammenhang zwischen Energieabweichung und der synchronen Phasenabweichung ist durch folgende Formel beschreibbar [2]:

$$\Delta \dot{\Psi} = \frac{2\pi h}{\beta_r^2 T_0 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \Delta E. \quad (6.11)$$

Damit wird deutlich, daß die zeitliche Änderung der Phasenabweichung vom Sollwert proportional zur Energieabweichung ist. Die Phasenabweichung eines Teilchenpakets kann als harmonische Schwingung mit der Synchrotronfrequenz ω_s betrachtet werden:

$$\Delta\Psi \approx \sin(\omega_s t). \quad (6.12)$$

Damit folgt unmittelbar, daß bei einer Detektion der Phasenlage des Teilchenpakets ein entsprechender Korrekturkick (Energieänderung) durch eine Phasenverschiebung des Meßsignals von 90° generiert werden kann.

Im transversalen Fall kann die Messung der Ortsablage leicht erfolgen, wohingegen Winkelablagen schwer zu ermitteln sind. Wie im Anhang B gezeigt wird, ergibt sich zur optimalen Dämpfung ein Abstand zwischen Detektor und Kicker aus der Bedingung für den Phasenvorschub zwischen beiden zu:

$$\Psi_{0-1} = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}, \quad \text{mit } n=0, 1, 2, \dots, \infty. \quad (6.13)$$

Somit kann auch in diesem Fall durch eine Phasenverschiebung des Positionsmeßsignals von beispielsweise 90° eine Verkleinerung der Schwingungsamplituden erreicht werden. Die Phasenbedingung wird dabei durch den entsprechenden Detektor-Kicker-Abstand realisiert.

Der Nachteil dieser Methode liegt darin, daß auf Grund der fest im Speicherring installierten Komponenten nicht flexibel auf transversale Arbeitspunktänderungen reagiert werden kann.

Um dieses Problem zu umgehen, wird häufig die Impulsabweichung x'_2 an der Stelle des Kickers aus der linearen Kombination zweier unabhängiger Messungen (durch zwei räumlich getrennte Detektoren) der Ortsabweichung vom Sollorbit (x_0, x_1) berechnet (siehe Anhang B, Gl.(B.12)):

$$x'_2 = A \cdot x_0 + B \cdot x_1. \quad (6.14)$$

Tune-Änderungen können durch Veränderung der Koeffizienten A und B ausgeglichen werden, ohne die Dämpfungseigenschaften des TFB einzuschränken. Eine technische Umsetzung der Gl.(6.14) ist im Abschnitt 9.3 zu finden.

6.2 Allgemeiner Aufbau

Die Abbildung 6.2 zeigt den schematischen Aufbau eines Feedbacksystems.

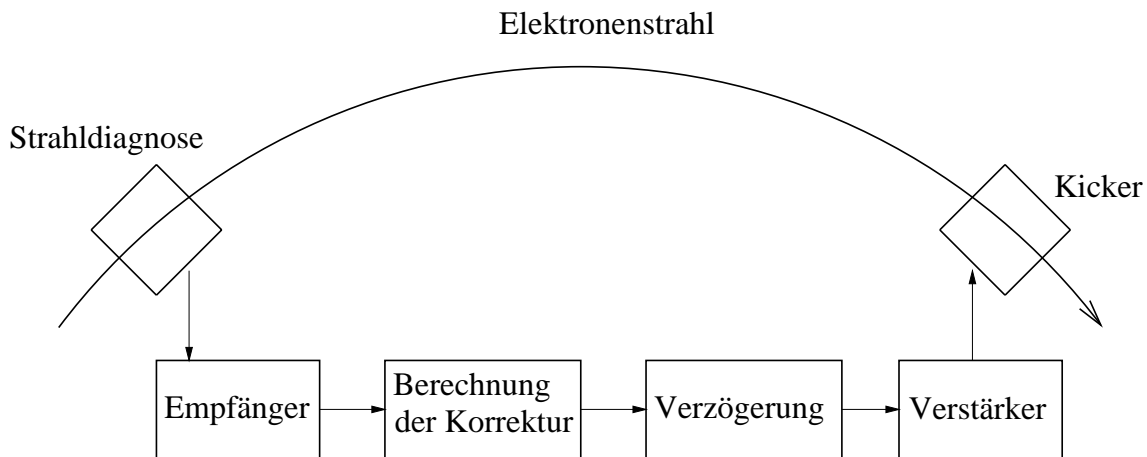


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau eines Feedbacksystems

Die Komponenten eines Feedbacksystems können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- Ein Detektorsystem zur Messung des Fehlersignals
- Eine Signalverarbeitungseinheit zur Bereitstellung des Korrektursignals
- Eine Verzögerungseinheit zur Phasen Anpassung am Ort des Kickers
- Ein Verstärker und ein Kicker zur Impulsübertragung.

Unabhängig von der Art des FBS müssen allgemeine Forderungen erfüllt werden:

1. Für die Bandbreite Δf_{fb} des Systems gilt: $\Delta f_{fb} \geq (M f_0)/2$ (siehe Abs.4.2 und 4.4), wenn die Dämpfung aller möglichen Moden gewährleistet sein soll.
2. Die Berechnung des Korrektursignals darf nur sensitiv auf obere und untere Seitenbänder im Strahlspektrum sein. Statische Signalkomponenten (Umlaufharmonische) sollten unterdrückt werden, um eine Sättigung der Verstärkerstufe zu vermeiden.
3. Rauscheffekte dürfen nicht verstärkt werden.

6.3 Signalaufnahme

Die Messung der Position des Elektronenpaketes (longitudinal und transversal) erfolgt meist mit Hilfe von Plattenelektroden (*stripline*) oder Knopfelektroden (*beam position monitor* (BPM)).

6.3.1 Longitudinaler Fall

Um die Phasenschwingungen aufeinanderfolgender Teilchenpakete zu detektieren, werden häufig vier BPM-Elektroden symmetrisch zur Strahlachse in die Vakuumkammer eingesetzt [43]. Summiert man die Signale der einzelnen BPM's auf und mißt die zeitliche Variation des Signals relativ zur Sollphase der Hf-Frequenz, so kann daraus die Phasenabweichung des Schwerpunktes der Elektronenpakete bestimmt werden. Auf Grund der Linearität der Elektrodensignale bezüglich kleiner transversaler Strahlablagen ist die Summe in erster Näherung unabhängig von der Betatronschwingung des Elektronenstrahls [44].

Die Abbildung 6.3 a) zeigt ein Beispiel eines Detektorkreises für den Fall der longitudinalen Phasenmessung.

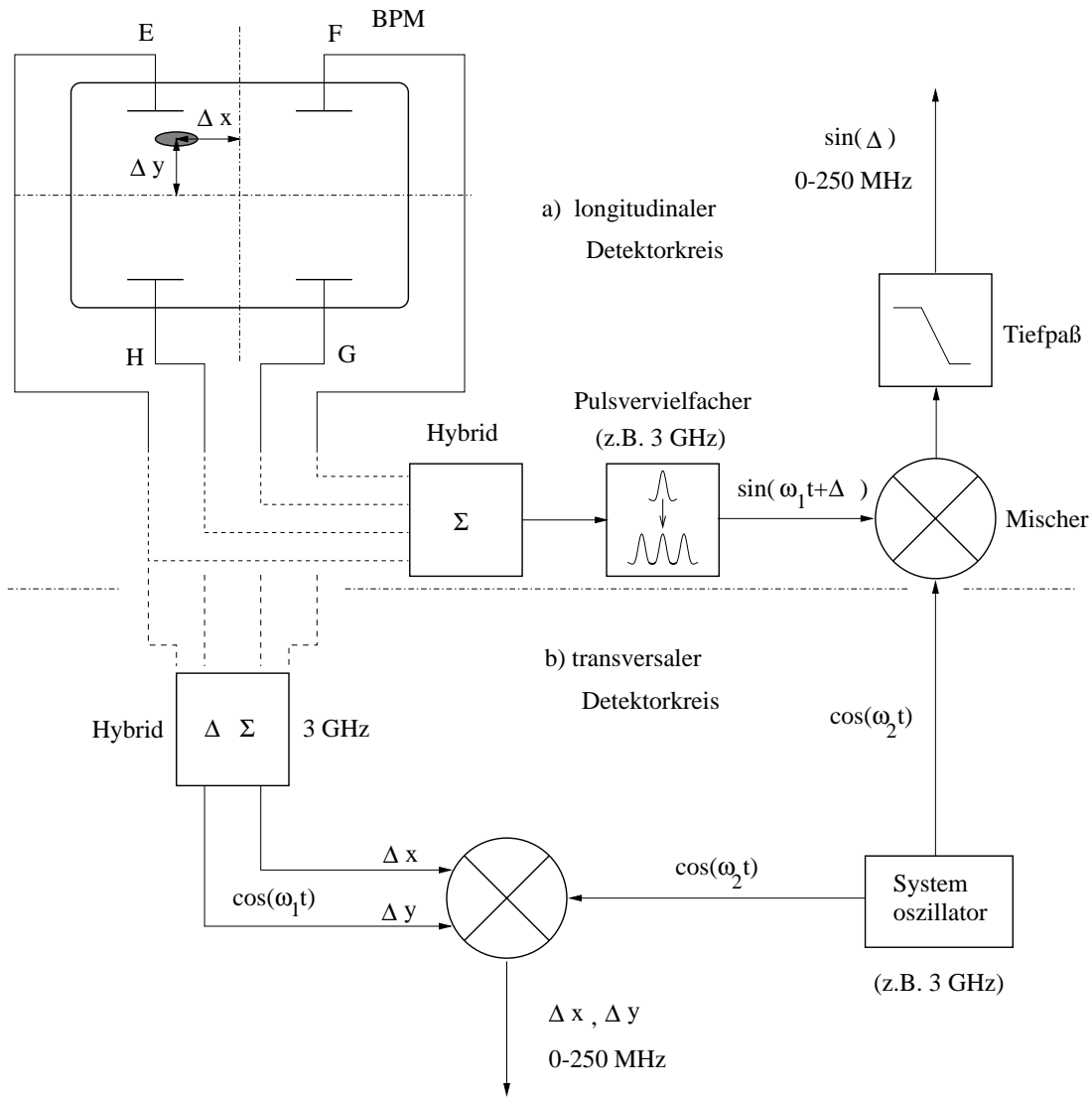


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau eines Detektorsystems zur longitudinalen Phasenmessung (Abschnitt a) und transversalen Ortsmessung (Abschnitt b)

Der Summenpuls der vier BPM-Elektroden wird mit Hilfe von periodischen Kopplerstrukturen vervielfacht, um eine quasiharmonische Schwingung zu erzeugen und damit die Genauigkeit der Phasenmessung zu erhöhen.

Die eigentliche Detektion und Demodulation in den Basisfrequenzbereich erfolgt mittels eines Mischers, der das Produkt zweier um 90° phasenverschobener Eingangssignale (Meßsignal mit der Phasenablage Δ und Referenzsignal des lokalen Oszillators) der Frequenzen ω_1 und ω_2 in folgender Form bildet [45] :

$$\overbrace{A \sin(\omega_1 t + \Delta)}^{\text{Meßsignal}} \cdot \overbrace{B \cos \omega_2 t}^{\text{Referenzsignal}} = \frac{AB}{2} \sin[(\omega_1 + \omega_2)t + \Delta] + \overbrace{\frac{AB}{2} \sin[(\omega_1 - \omega_2)t + \Delta]}^{\text{Phasendetektion}}. \quad (6.15)$$

Das Spektrum des Mischerausgangssignals besteht aus der Summe und der Differenz der Eingangsfrequenzen.

Höhere Frequenzkomponenten ($\omega_1 + \omega_2$) werden auf Grund eines Tiefpaßfilters nicht weiterverarbeitet. Bei gleichen Eingangsfrequenzen ergibt sich ein Detektorsignal proportional zu $\sin(\Delta)$, wie in Abb.6.3 a) angedeutet ist. Bei vielen Anwendungen wird als Detektionsfrequenz ein Vielfaches der Hf-Frequenz verwendet, um eine höhere Meßgenauigkeit auf Grund der besseren Sensitivität der BPM-Elektroden bei höheren Frequenzen zu erlangen. Die in Abb.6.3 angenommene Referenzfrequenz des Systemoszillators von ca. 3 GHz wird beispielsweise in den Feedbacksystemen bei BESSY-II verwendet.

6.3.2 Transversaler Fall

Aus der Differenz der induzierten Spannungen an den vier Elektroden kann die transversale Ortsabweichung bestimmt werden.

Die entsprechende Überlagerung der Spannungspulse zur Generierung des Positionssignals kann an Hand von Abb.6.3 leicht veranschaulicht werden.

Unter Annahme der dort eingeführten Bezeichnung der BPM-Elektroden sind beispielsweise folgende Signalkombinationen möglich:

$$\Delta x \cdot I = (E + H) - (F + G), \quad \Delta y \cdot I = (E + F) - (G + H). \quad (6.16)$$

Die technische Umsetzung erfolgt durch Summen- und Differenzhybride, welche die gewünschte lineare Kombination der Meßsignale bilden. Eine Stromnormierung kann durch Division durch den Summenpuls aller 4 BPM's erfolgen. Die dem Detektor folgenden Komponenten sind oft auf die Basisbandbreite ausgelegt. Zur Transformation des Meßsignals in dieses Frequenzband wird auch hier ein Mischer benutzt, der in diesem Fall das Produkt zweier phasengleicher Eingangssignale bildet:

$$\overbrace{A \cos \omega_1 t}^{\text{Meßsignal}} \cdot \overbrace{B \cos \omega_2 t}^{\text{Referenzsignal}} = \frac{AB}{2} \cos(\omega_1 + \omega_2)t + \overbrace{\frac{AB}{2} \cos(\omega_1 - \omega_2)t}^{\text{Amplitudendetektion}}. \quad (6.17)$$

Stimmen Detektionsfrequenz und Referenzfrequenz überein, kann damit die Amplitude des Meßsignals bestimmt werden. Anschließende Filterstufen sorgen dafür, daß hochfrequente Signalanteile nicht weiterverarbeitet werden.

6.3.3 Die Unterdrückung statischer Signalanteile

Einen Schwerpunkt bei der Entwicklung von Feedbackempfängern bildet die Unterdrückung von statischen Signalen, die durch nicht zentrierte Teilchenbahnen (*closed orbit*-Fehler) als Komponenten der Umlaufharmonischen induziert werden. Eine konstante Ablage führt zur Einschränkung des dynamischen Bereichs des Detektors sowie zu ungewünschten Korrekturen durch den Kicker.

Eine Unterdrückung der Signalamplitude von ca. 40-70 dB ist im allgemeinen notwendig, um genügend Systemleistung zur Dämpfung von Schwingungsmoden verfügbar zu haben [14]. Dies kann durch verschiedene Maßnahmen erreicht werden. So können konstante Strahlablagen durch regelbare Abschwächer an den BPM-Elektroden bereits vor der eigentlichen Demodulation der Signale in Ortsablagen ausgeglichen werden [46]. Außerdem kann mit Hilfe von analogen Integratoren über mehrere Umläufe der Mittelwert des Meßsignals gemessen werden. Der so ermittelte *closed orbit*-Fehler wird dann vom BPM-Signal jedes Paketes abgezogen (z.B. bei SPEAR).

Bei der Anwendung von Korrelationsfiltern (*notch*-Filter) werden DC-Komponenten und Umlaufharmonische gleichermaßen unterdrückt. Im Rahmen der Beschreibung des transversalen Feedbacks bei BESSY-II wird auf diese Art der Signalfilterung noch konkret eingegangen werden.

Diese analogen Systeme können auch ersetzt werden durch digitale Filter, wie sie im longitudinalen Feedback am SLAC oder bei BESSY-II verwendet werden. Durch diese Art der Datenverarbeitung erhält man eine flexible Möglichkeit der Manipulation von Amplituden und Phasen für beliebige Frequenzkomponenten. Eine detailliertere Beschreibung von möglichen Filtern wird im folgenden Abschnitt gegeben.

6.4 Signalverarbeitung

6.4.1 Moden-Feedback

In Abhängigkeit von der Verarbeitungsweise des Meßsignals wird in zwei Systeme unterschieden. So können einmal aufeinanderfolgende Elektronenpakete zeitlich unabhängig voneinander behandelt werden (*bunch by bunch*-Feedback). Dabei werden alle möglichen Schwingungsmoden gedämpft.

Die zweite Art von Systemen arbeitet in einem Intervall des gesamten Frequenzspektrums (*mode by mode*-Feedback). Dabei werden solche Frequenzen gewählt, bei denen angeregte Schwingungsmoden zu erwarten sind. Ein Beispiel der Signalverarbeitung für ein im Frequenzbild arbeitendes longitudinales Feedbacksystem ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

Jede Schwingungsmode wird durch einen speziellen Bandpaßfilter ($F_{1,2,3}$) identifiziert. Dieser Filter zeichnet sich durch einen sehr schmalen Durchlaßbereich mit der Zentrumsfrequenz bei der jeweiligen Umlaufharmonischen [48] aus.

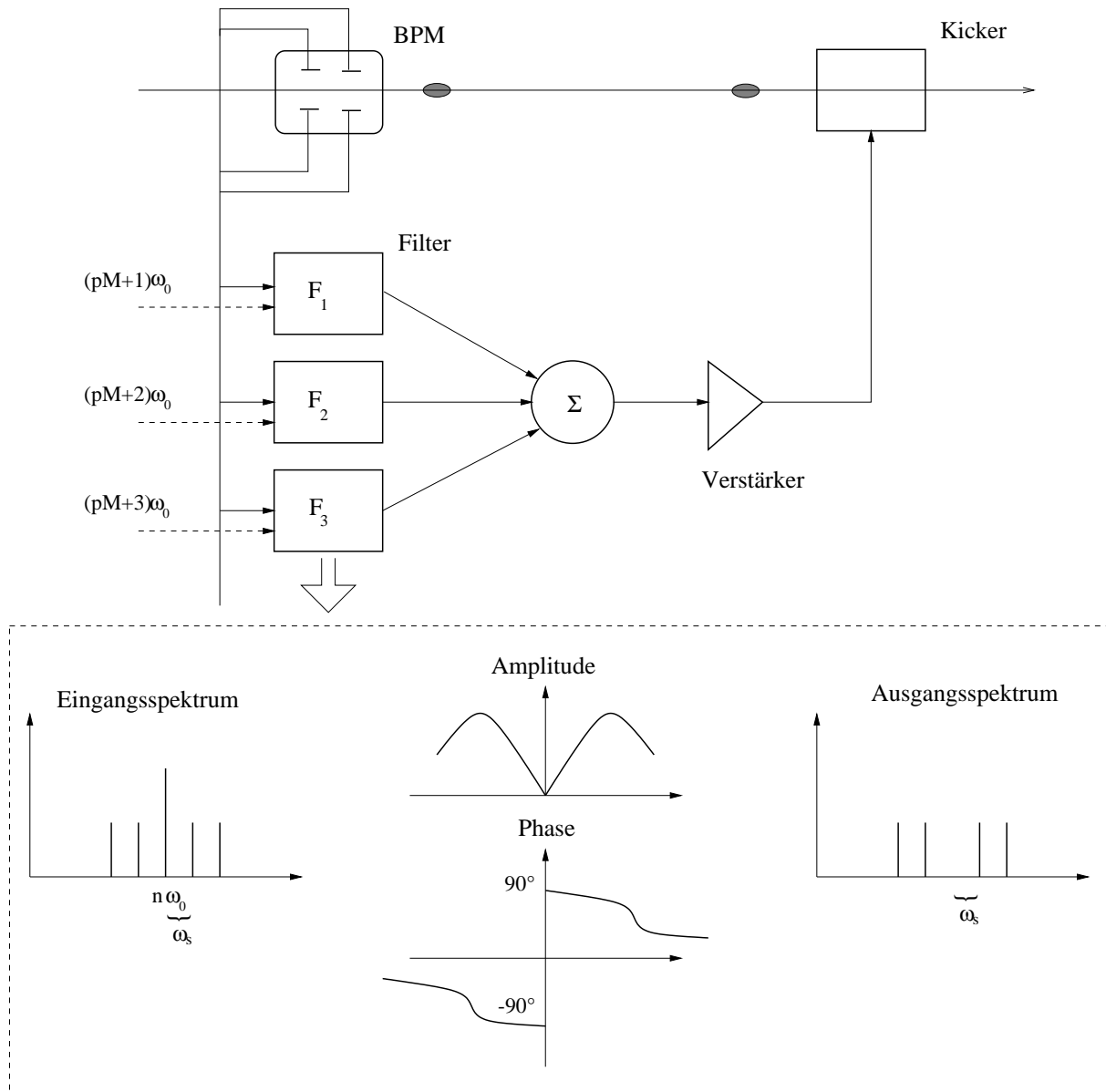


Abbildung 6.4: oben: Longitudinales mode by mode-Feedbacksystem; unten: Filtercharakteristik zur Dämpfung von oberen und unteren Seitenbändern

Sowohl obere Seitenbänder der Mode n als auch untere Seitenbänder der komplementären Mode $M-n$ können auf Grund der 180° Phasendifferenz der Filtertransferfunktion gedämpft werden (siehe auch Abs.6.4.3). Nach Summation aller Filtersignale wird das Korrektursignal verstärkt und auf den Teilchenstrahl übertragen. Damit wird jede Mode individuell gedämpft, was allerdings bei Speicherringen mit einer großen Anzahl von Teilchenpaketen zu enormem technischen Aufwand führen würde. Somit ist dieses System die richtige Wahl, wenn nur wenige instabile Moden zu bekämpfen sind oder die Harmonischenzahl des Ringes sehr klein ist. Der Vorteil eines solchen Systems

liegt in der hohen Flexibilität, da Phase und Verstärkung für jede Mode unabhängig voneinander eingestellt werden können.

6.4.2 Breitband-Feedback

Bei vielen Elektronenpaketen erweist sich ein Feedbacksystem, welches die Position eines jeden Paketes individuell mißt und korrigiert, als ökonomisch wesentlich günstiger. Die Abbildung 6.5 zeigt den Aufbau eines solchen *bunch by bunch*-Feedbacksystems am Beispiel des transversalen Feedbacks bei HERA [49].

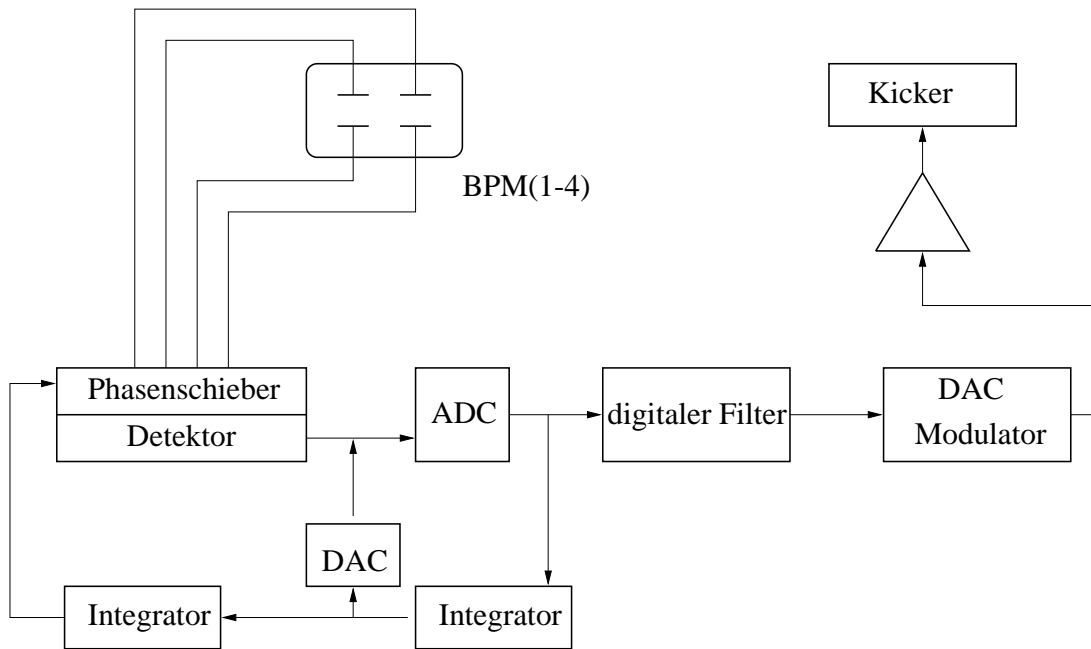


Abbildung 6.5: Schema eines digitalen *bunch by bunch*-Feedbacksystems, wie es bei HERA für einen Teilchenpaketabstand von 92 ns eingesetzt wird [49]

Die Detektoreinheit liefert für jedes Teilchenpaket ein vom Nachbarkpaket unabhängiges Positionssignal. Die Integratoren haben die im letzten Abschnitt beschriebene Aufgabe der Unterdrückung von statischen Anteilen. Die digitale Ausführung des FBS hat den Vorteil erhöhter Flexibilität bei der Prozeßanalyse sowie bei der Ablaufsteuerung. Auf Grund heute erhältlicher schneller Analog-zu-Digital (ADC) und Digital-zu-Analog (DAC) Wandler ist es möglich, für jedes Teilchenpaket einzeln die vom Detektor kommenden Signale zu digitalisieren und auszuwerten. Aus heutiger Sicht ist es technisch realisierbar, 8-bit-DAC's mit einer Bandbreite von 500 MHz einzusetzen. Somit kann alle 2 ns ein neues digitalisiertes Signal der Oszillationsamplitude bereitgestellt werden. Systeme dieser Art werden beispielsweise bei PEP-II und BESSY-II eingesetzt. Aus diesen Signalen können dann mit Hilfe eines digitalen Filteralgorithmus die entsprechenden Korrektursignale abgeleitet werden.

6.4.3 Filteroptionen

Im allgemeinen bewirkt der Prozeß der Filterung eines zeitabhängigen Signals eine Änderung des spektralen Gehalts. Es werden bestimmte Frequenzkomponenten durchgelassen, während andere gedämpft werden. So werden Filter beispielsweise genutzt, um Rauscheffekte zu unterdrücken, Signalphasen zu verändern oder die Amplitude des Ausgangssignals zu modulieren. In Feedbacksystemen haben Filter im wesentlichen die Aufgabe, statische Komponenten zu unterdrücken und ein Korrektursignal mit der gewünschten Phase (meist $\pm 90^\circ$) zu generieren (siehe Filtercharakteristik aus Abb.6.4). Diese Eigenschaften können durch analoge oder digitale Bauweise erreicht werden.

6.4.3.1 Analoge Bandpaßfilter

Eine Realisierung der parallelen Filter F_i (Abb.6.4) auf rein analoger Basis ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

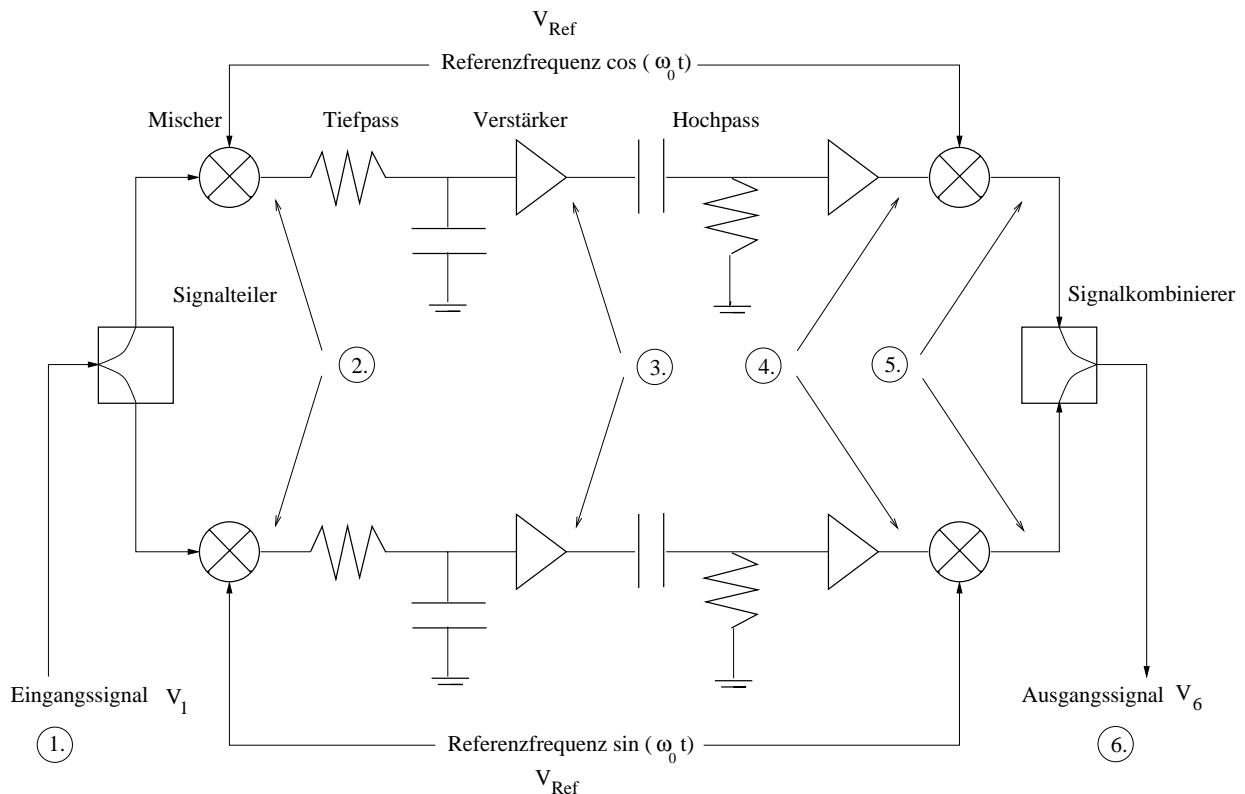


Abbildung 6.6: Realisierungsmöglichkeit eines analogen 2-Wege-Filters für ein Moden-Feedback

Die Funktionsweise dieser Anordnung kann durch die Beobachtung der Signale an verschiedenen Stellen anschaulich gemacht werden. Dabei wird ein beliebiger Filter bei der Umlaufharmonischen n betrachtet.

1. Das Eingangssignal V_1 repräsentiert das obere und untere Synchrotronseitenband der *coupled bunch*-Mode n bei einem beliebigen Phasenversatz θ .

$$\underline{V_1 = A \cdot \cos[(n\omega_0 \pm \omega_s)t + \theta]}$$

Ein Signalteiler teilt das Eingangssignal auf 2 Wege auf. Diese werden dann dem Mischer zugeführt. Als zweites Eingangssignal dient ein Referenzsignal (V_{Ref}), welches sich in beiden Wegen durch einen Phasenunterschied von 90° unterscheidet:

$$V_{Ref,1W} = B \cdot \sin(n\omega_0 t),$$

$$V_{Ref,2W} = B \cdot \cos(n\omega_0 t).$$

2. Unter Ausnutzung der in Gl.(6.15) und Gl.(6.17) dargestellten Eigenschaften des Mixers ergeben sich als Ausgangssignale V_2 (hierbei sei der Signalverlauf für das obere Synchrotronseitenband angegeben):

$$V_{2,1W} = C \cdot (\sin[(2n\omega_0 + \omega_s)t + \theta] - \sin(\omega_s t + \theta)),$$

$$V_{2,2W} = C \cdot (\cos[(2n\omega_0 + \omega_s)t + \theta] + \cos(\omega_s t + \theta)).$$

3. Der folgende Tiefpaßfilter eliminiert den hochfrequenten Anteil. Damit ergibt sich:

$$V_{3,1W} = -C \cdot \sin(\omega_s t + \theta),$$

$$V_{3,2W} = C \cdot \cos(\omega_s t + \theta).$$

4. Ein Hochpaßfilter wirkt als Differentiator [45] und unterdrückt somit auch die statischen Signalanteile:

$$V_{4,1W} = -C \cdot \omega_s \cos(\omega_s t + \theta),$$

$$V_{4,2W} = -C \cdot \omega_s \sin(\omega_s t + \theta).$$

5. Nach dem folgenden Mischer und der Multiplikation mit den bereits bekannten Referenzsignalen haben die Ausgangssignale die Form:

$$V_{5,1W} = -D \cdot \omega_s \cos(\omega_s t + \theta) \cdot \sin(n\omega_0 t),$$

$$V_{5,2W} = -D \cdot \omega_s \sin(\omega_s t + \theta) \cdot \cos(n\omega_0 t).$$

6. Nach der Kombination der beiden Signalwege folgt somit als Ausgangssignal:

$$\underline{V_6 = \mp E \cdot \sin[(n\omega_0 \pm \omega_s)t + \theta]}.$$

Vergleicht man nun das Eingangssignal V_1 mit dem Ausgangssignal V_6 so erkennt man, daß diese Art der Signalfilterung gerade die gewünschte Phasenverschiebung von 90° generiert. Außerdem werden die statischen Signalanteile unterdrückt. Die Anpassung der Signalamplitude E erfolgt durch die Verstärker. Für Speicherringanlagen mit wenig Teilchenpaketen ist diese Art der Implementation der Feedback-Filter als analoge Bandpaßfilter gut durchführbar. Dieses System wird beispielsweise für das longitudinale Feedbacksystem im CERN-PS-Synchrotron [50] verwendet.

6.4.3.2 FIR/IIR-Filter

Für Feedbacksysteme zur Dämpfung einer großen Anzahl von Teilchenpaketen werden vorteilhafter *finite impulse response*-Filter (FIR) bzw. *infinite impulse response*-Filter

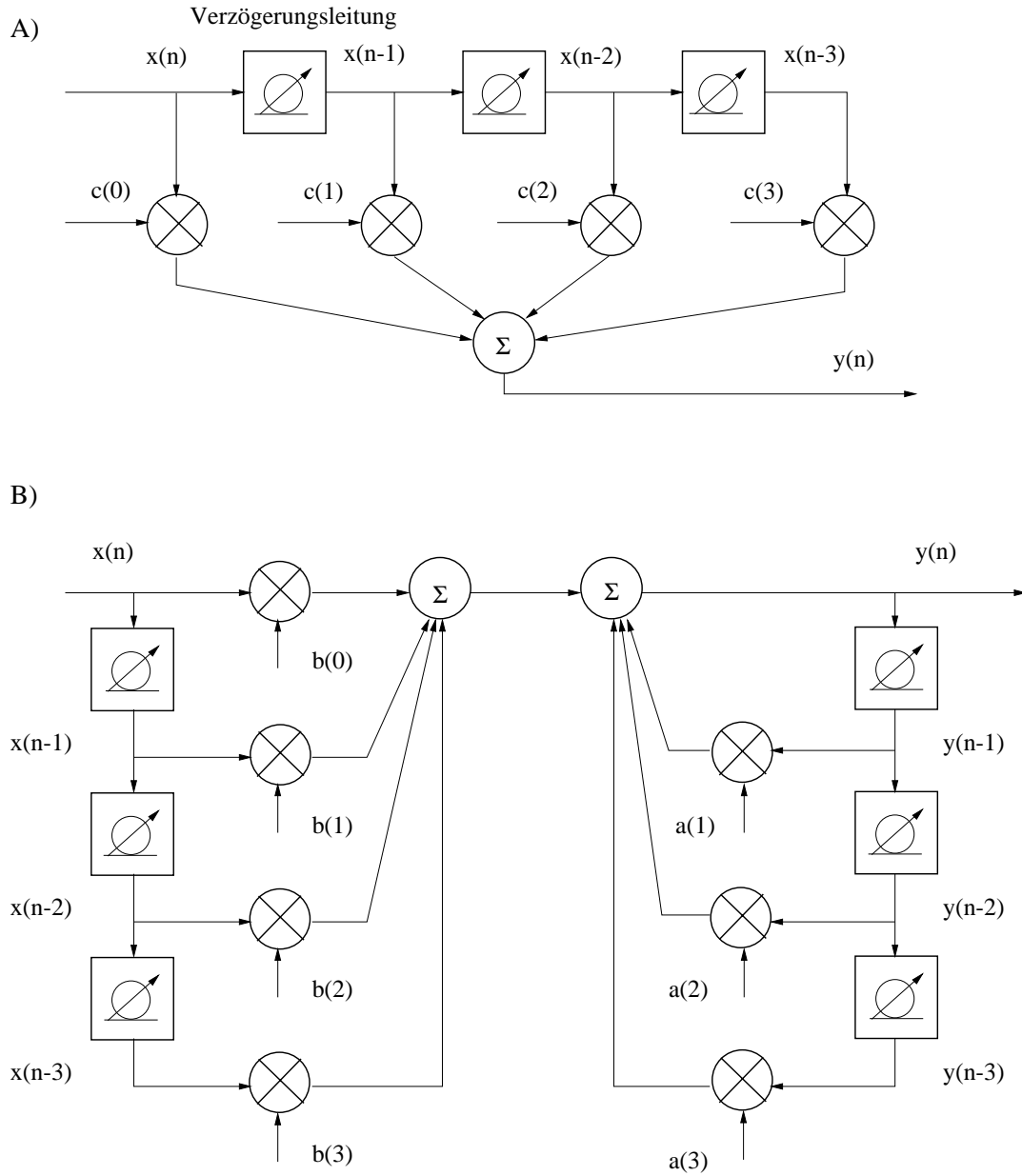


Abbildung 6.7: Aufbau eines FIR- (A) bzw. IIR-Filters (B)

(IIR) [51],[52] eingesetzt. Die Funktionsweise beider Systeme ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

Bei dem in Abbildung A) dargestellten FIR-Filter wird ein Ausgangssignal $y(n)$ aus K diskreten Eingangssignalen $x(n-i)$ berechnet :

$$y(n) = \sum_{i=0}^{K-1} c(i)x(n-i). \quad (6.18)$$

Im Unterschied dazu gehen in die Berechnung der Filtercharakteristik eines IIR-Filters auch die N vorhergehenden Ausgangssignale mit ein:

$$y(n) = \sum_{i=0}^{K-1} b(i)x(n-i) + \sum_{i=1}^N a(i)y(n-i). \quad (6.19)$$

Für den in Abbildung B) dargestellten Fall ist $N=K-1$.

Die Koeffizienten beschreiben die Impulsantwortfunktion des Filters im Zeitbereich. Zur Berechnung der Koeffizienten können verschiedene Methoden angewandt werden [51]. Prinzipiell wird bei der Entwicklung eines Filters die gewünschte Phase und Amplitude im Frequenzraum vorgegeben. Auf diese Funktion wird eine inverse Fourier-Transformation angewandt. Aus der dann im Zeitbild beschreibbaren Funktion können die Koeffizienten abgeleitet werden.

Die Filter können auf analoger oder digitaler Basis konzipiert werden [53]. So zeigt die Abbildung 6.7 eine analoge Filterauslegung mit Hilfe von Verzögerungsleitungen (Separation der Meßsignale), Mischern (Multiplikation der Koeffizienten) und Integratoren (Summenbildung). Die analoge Ausführung der Filter hat den Nachteil eingeschränkter Flexibilität. So ist eine Anpassung des Filteralgorithmus (z.B. Zahl der Filterstufen) auf Grund sich verändernder Operationsparameter (Hf-Spannung, Arbeitspunkt, Maschinenelektronik) nur schwer möglich.

Eine digitale Implementierung des Filteralgorithmus mit Hilfe von programmierbaren Signalprozessoren (DSP's) bietet die Möglichkeit, Filterkoeffizienten jederzeit den Maschinenparametern anzupassen.

Die Entscheidung zugunsten eines FIR- oder IIR-Filters hängt von den gewünschten Eigenschaften der Filtertransferfunktion und der verfügbaren Prozessorleistung ab. In Tabelle 6.1 sind einige charakteristische Eigenschaften der beiden Filtertypen gegenübergestellt.

Eigenschaft	FIR	IIR
erforderliche Speicherkapazität	groß	gering
Anzahl der notwendigen Multiplikationen und Additionen	groß	gering
lineare Phase	nein	garantiert
Stabilität	garantiert	nicht garantiert
Entwicklungsaufwand	gering	groß
Komplexität der Entwicklungsprogramme	gering	groß

Tabelle 6.1: Vergleichende Charakteristik von FIR- und IIR-Filtern

6.5 Die Übertragung des Korrektursignals

Das durch den Filteralgorithmus generierte Korrektursignal wird einem breitbandigen Verstärker zugeführt.

Die Strahlposition wird über Ablenkkomponenten mindestens gleicher Bandbreite beeinflusst. Die minimal erforderliche Bandbreite ergibt sich aus den Freiheitsgraden der *multi bunch*-Schwingungsmoden. Unter Annahme von M Elektronenpaketen, die gleiche Abstände zueinander aufweisen, muß das FBS in der Lage sein, alle möglichen Schwingungsmoden n ($n=0,1,2,\dots,M-1$) (siehe Abschnitt 4) zu dämpfen. Ein Extremwert wird durch den Fall $n=0$, in dem sämtliche Teilchenpakete in der gleichen Phase schwingen, vorgegeben. Das Korrektursignal ist somit in Amplitude und Vorzeichen für alle Pakete gleich und definiert die untere Grenze der erforderlichen Bandbreite von 0 Hz (DC). Die obere Grenze ist durch die Mode $n = \frac{M}{2}$ gegeben, da hier aufeinanderfolgende Teilchenpakete mit der maximal möglichen Phasendifferenz von 180° schwingen. Die Frequenz dieser Mode ist gerade $f_{Hf}/2$.

In der Zeit zwischen zwei benachbarten Teilchenpaketen ($\tau_{Hf} = 1/f_{Hf}$) kann die Kickerspannung N vollständige Oszillationen durchlaufen, ohne damit den Strahl zu beeinflussen. Somit ist die Zentrumsfrequenz f_z der Kickertransferfunktion gegeben durch:

$$f_z = \left(N \pm \frac{1}{4}\right) f_{Hf}. \quad (6.20)$$

Die ganze Zahl N wird im allgemeinen so gewählt, daß die Formfaktoren $F_m(f\tau)$ und $h(\omega)$ (Gl.(4.3),(4.6)) maximal werden unter Beachtung der technischen Randbedingungen auf Grund der verwendeten Kickerstruktur. Diese kann beispielsweise eine Anordnung elektrostatischer Platten (*stripline*-Kicker) [54], Driftröhren [55] oder ein Hohlraumresonator [56] sein.

6.5.1 Leistungsanforderungen an die Kicker zur transversalen und longitudinalen Strahldämpfung

Abhängig von der Hf-Leistung und dem Platz, der für die Korrekturlemente im Speicherring zur Verfügung steht, existiert eine maximale Kickstärke $\Delta x'_{max}$, die von einem bestimmten Maximalwert in der Abweichung des Teilchenpaketes von der Sollposition x'_{max} ausgelöst wird. Aus Gl.(6.10) ergibt sich der Dämpfungsterm d zu:

$$d = \Lambda \Delta z = \frac{\Delta x'_{max}}{x'_{max}}. \quad (6.21)$$

In Einheiten der Umlaufperiode T_0 läßt sich d nach [57] schreiben als

$$d = \frac{2T_0}{\tau_\perp}. \quad (6.22)$$

Dabei ist τ_\perp die transversale Dämpfungszeit. Für die maximale Leistung P_{max} des Kickers zum Erreichen der maximalen Kickstärke gilt [54]:

$$P_{max,\perp} = \frac{V_{max,\perp}^2}{2Z_0} = \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta p_\perp \beta_r c}{e} \right|^2 \frac{1}{R_{s,\perp}}, \quad (6.23)$$

wobei $\Delta p_\perp = p_\perp \Delta x'_{max}$ und p_\perp der transversale Gesamtimpuls ist. $R_{s,\perp}$ wird als transversale Shuntimpedanz bezeichnet und durch die Geometrie des Kickers vorgegeben.

$V_{max,\perp}$ ist die maximale Kickerspannung, Z_0 ist die Kickerimpedanz und $\beta_r=v/c$. Mit Gl.(6.21) und Gl.(6.22) ergibt sich somit:

$$P_{max,\perp} = 2 \left| \frac{x'_{max} T_0 p_{\perp} \beta_r c}{\tau_{\perp} e} \right|^2 \frac{1}{R_{s,\perp}}. \quad (6.24)$$

Die Anwendung des obigen Formalismus für den longitudinalen Fall einer maximalen Kickerspannung $V_{max,\parallel}$, die durch eine maximale Energieabweichung ΔE_{max} ausgelöst wird, ergibt:

$$P_{max,\parallel} = \frac{V_{max,\parallel}^2}{2Z_0} = 2 \left| \frac{\Delta E_{max} T_0}{\tau_s e} \right|^2 \frac{1}{R_{s,\parallel}}. \quad (6.25)$$

Dabei ist τ_s die longitudinale Dämpfungszeit und $R_{s,\parallel}$ die longitudinale Shuntimpedanz. Somit ist die maximal erforderliche Leistung proportional zum Quadrat der maximalen Strahlablage (Orts- oder Energiemessung). Dies bedeutet, daß insbesondere der Prozeß der Teilcheninjektion auf Grund relativ großer Injektionstransienten die Maximalanforderungen an die Kickleistung des Systems stellen würde. Die Verstärker könnten hier schnell in den Bereich der Sättigung gelangen, in dem keine effektive Dämpfung von Schwingungsmoden mehr möglich ist. Da aber während des Injektionsprozesses nur ein geringer Anteil der Gesamtladung des Teilchenpakets große Ablagen aufweist, ist auch hierbei effektive Strahldämpfung möglich. Um die erforderliche Leistung eines Verstärkers und damit die Beschaffungskosten zu minimieren, kann durch geeignete Konstruktion des Korrektur-elementes die Shuntimpedanz $R_{s,\perp}$ bzw. $R_{s,\parallel}$ vergrößert werden. In diesem Zusammenhang sei auf die spätere Beschreibung der Kickerstrukturen bei BESSY-II verwiesen (Abschnitt 8.9).

7 Numerische Berechnung Feedback-relevanter Parameter

Ein Feedbacksystem wird dann zur Bekämpfung von Strahlinstabilitäten eingesetzt, wenn die Anstiegszeit der Schwingungsmoden größer ist als die Dämpfungszeit dieser Moden durch die bereits angesprochenen natürlichen Dämpfungseffekte. Bei der Auslegung eines FBS ist es somit unerlässlich, eine Berechnung der relevanten Störungsmechanismen und der sich daraus ergebenden Anstiegsraten instabiler Moden durchzuführen. Diese sollen dann mit der erwarteten Dämpfungsrate des FBS verglichen werden, um beispielsweise auch aus ökonomischen Gesichtspunkten sinnvolle Entscheidungen über geeignete Korrekturlemente bzw. deren Leistungsverstärker treffen zu können. In diesem Abschnitt werden erwartete Dämpfungsraten des LFB und des TFB vorgestellt. Anstiegsraten der beiden Hauptquellen longitudinaler und transversaler Instabilitäten, der *higher order modes* und des *resistive wall*-Effekts, werden berechnet und Schlußfolgerungen über die Effektivität des FBS abgeleitet.

7.1 Die longitudinale Dämpfungsrate

Die Dämpfungsrate $\alpha_{\parallel,D}$ eines longitudinalen Feedbacksystems kann beschrieben werden als [58]:

$$\alpha_{\parallel,D} = \frac{f_{Hf}\alpha}{2\nu_s E/e} \cdot G. \quad (7.1)$$

Dabei ist die Verstärkungsfunktion G definiert als der Quotient aus Kickerspannung und Phasenabweichung [59]:

$$G = Z_{\parallel,eff} \cdot I = \frac{\Delta V}{\Delta \Phi}. \quad (7.2)$$

Auf Grund der endlichen Größe der Shuntimpedanz R_s der N Kicker sowie der begrenzten verfügbaren Verstärkerleistung P_{max} existiert eine maximale Kickerspannung $\Delta V_{max} = \sqrt{2NR_s P_{max}}$.

Da auch die minimal meßbare Phasenabweichung durch das Auflösungsvermögen der Detektoreinheit sowie durch Rauscheffekte vorgegeben ist, besitzt damit auch die Verstärkungsfunktion eine obere Schranke. In Abbildung 7.1 ist die Dämpfungsrate als Funktion der Phasenabweichung dargestellt.

Dabei wurde von einer Verstärkerleistung von $P_{max} = 250$ Watt mit 50 % Verlusten ausgegangen. Die Shuntimpedanz des bei BESSY-II verwendeten Kickers beträgt etwa 1 k Ω (siehe Abschnitt 8.9). Dies ergibt eine maximale Kickerspannung von 500 Volt. Die minimal auflösbare Phasenabweichung wird konservativ mit $\Delta \Phi = 7$ mrad angenommen. Somit ergibt sich eine maximale Dämpfungsrate des LFB zu

$$\alpha_{\parallel,D} = 1025 \frac{1}{s}. \quad (7.3)$$

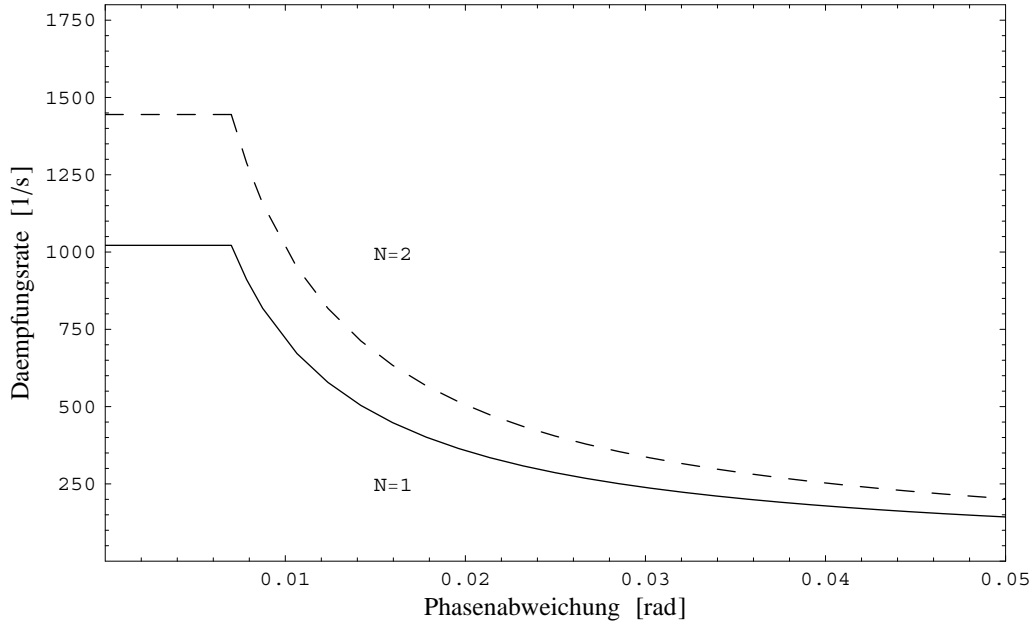


Abbildung 7.1: Longitudinale Dämpfungsrate als Funktion der Phasenabweichung; N =Anzahl der Kicker

Dies entspricht nach Gleichung (7.1) einer maximalen effektiven Impedanz von $Z_{||,eff} = 134 \text{ k}\Omega$, der bei $I=400 \text{ mA}$ noch entgegengewirkt werden kann.

7.2 Die transversale Dämpfungsrate

Wie im longitudinalen Fall kann auch die transversale Dämpfungsrate $\alpha_{\perp,D}$ in Abhängigkeit von einer Verstärkungsfunktion beschrieben werden [58]:

$$\alpha_{\perp,D} = \frac{f_0 \sqrt{\beta_1 \beta_2}}{2E/e} \cdot G. \quad (7.4)$$

$G = \Delta V_{x,y} / \Delta u$ wird hierbei als Kickerspannung pro Ortsabweichung definiert. Die Betafunktionen werden am Ort des Detektors β_1 bzw. am Ort des Kickers β_2 berechnet. Die im transversalen Fall verwendete Kickerstruktur besitzt auf Grund des zu erwartenden größeren Einflusses der *resistive wall*-Impedanz in vertikaler Richtung eine größere Shuntimpedanz ($R_{s,y} = 20 \text{ k}\Omega$ [@ 1 MHz], $R_{s,x} = 10 \text{ k}\Omega$ [@ 1 MHz]).

Außerdem ist diese Impedanz eine Funktion der Frequenz mit Maxima bei kleinen Frequenzen, wie im Abschnitt 9.6 gezeigt werden wird. Bei einem 120 Watt-Verstärker und 50 % Leistungsverlusten ergeben sich somit maximale Kickerspannungen von $\Delta V_y = 1550 \text{ V}$ bzw. $\Delta V_x = 1100 \text{ V}$. Die sich daraus ergebenden Dämpfungsrate in x- und y-Richtung sind in Abbildung 7.2 dargestellt.

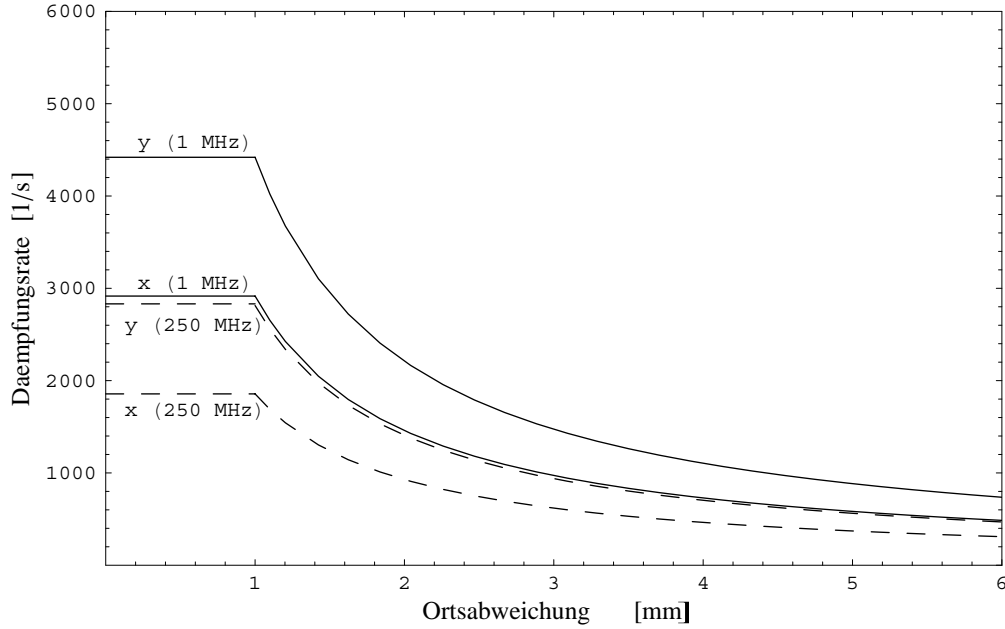


Abbildung 7.2: Transversale Dämpfungsraten als Funktion der Ortsabweichung

Dabei ist von einer minimalen Auflösung der Ortsablage von $\Delta u = 1$ mm (konservative Annahme) ausgegangen worden. Somit ergeben sich folgende maximale Dämpfungsraten:

$$\alpha_{x,D} = 2920 \frac{1}{s} [\text{@1 MHz}], \quad \alpha_{x,D} = 1860 \frac{1}{s} [\text{@250 MHz}], \quad (7.5)$$

$$\alpha_{y,D} = 4420 \frac{1}{s} [\text{@1 MHz}], \quad \alpha_{y,D} = 2830 \frac{1}{s} [\text{@250 MHz}]. \quad (7.6)$$

Das entspricht nach Gleichung (4.11) der Möglichkeit, transversalen Impedanzen bis zu $Z_{x,eff} = 2.8 \text{ M}\Omega$ bzw. $Z_{y,eff} = 1.6 \text{ M}\Omega$ bei 400 mA im niederfrequenten Bereich entgegenzuwirken.

7.3 Longitudinale Anstiegsraten auf Grund höherer Resonatormoden

Um die oben berechneten Dämpfungsraten des LFB in Beziehung zu den erwarteten Anstiegsraten longitudinaler Schwingungsmoden setzen zu können, wurde die Anregungsstärke der Monopolmoden des Beschleunigungsresonators untersucht. Die BESSY-II-Beschleunigungsstrecke besteht aus vier *pillbox*-Resonatoren, die eine große Anzahl von HOM's aufweisen [60]. Auf Grund der Feldverteilung auf der Strahlachse bilden die Monopolmoden die Hauptquelle longitudinaler Instabilitäten. Wie bereits im Abschnitt 3.2 beschrieben, können diese Moden über die Güte und Shuntimpedanz

sowie ihre Resonanzfrequenz vollständig beschrieben werden. Bei BESSY-II erfolgte eine detaillierte Analyse des Modenspektrums der Resonatoren [32].

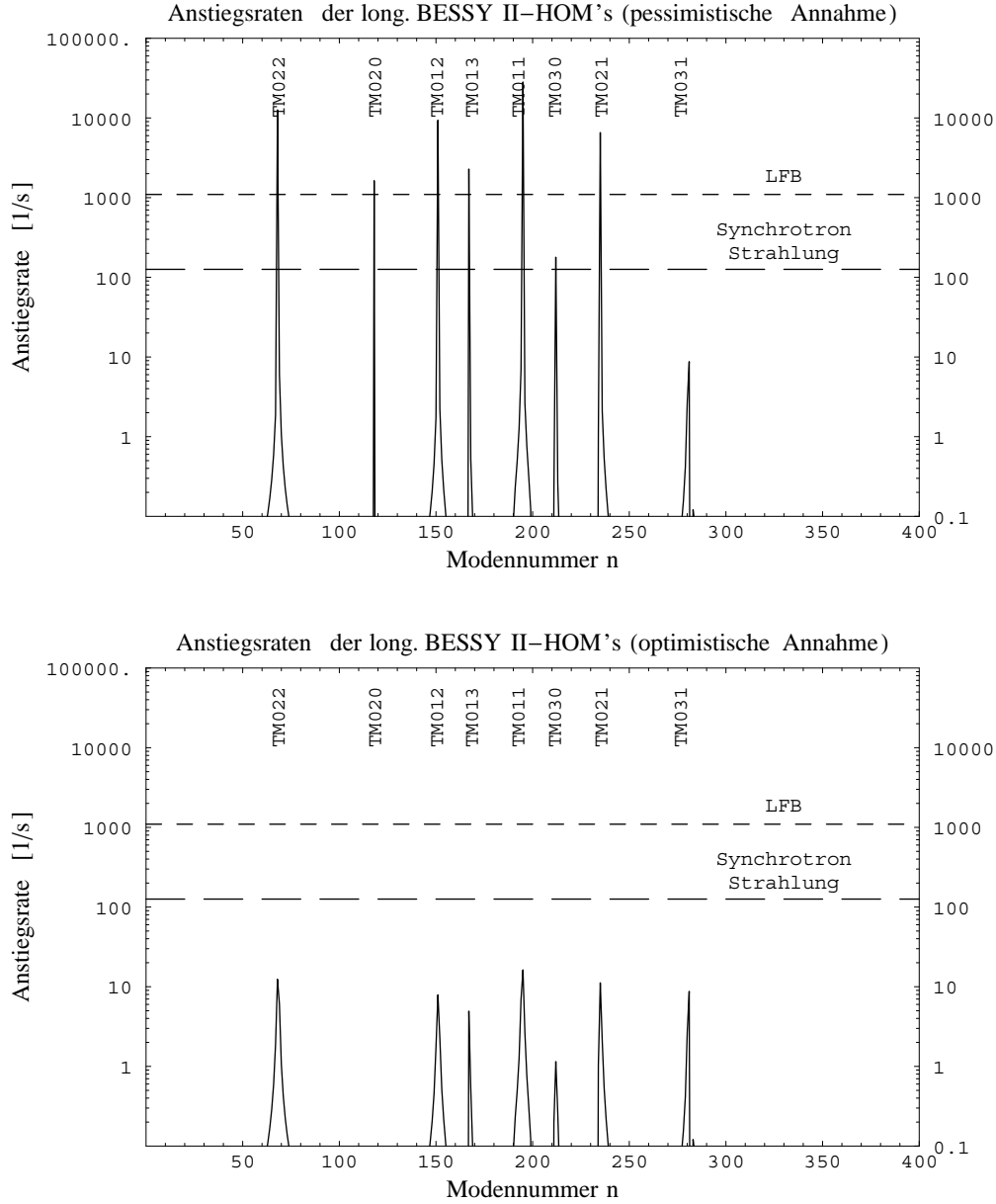


Abbildung 7.3: Longitudinale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsrate der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des longitudinalen Feedbacksystems sind eingetragen

Die zur Berechnung erforderlichen Modenparameter sind im Anhang C aufgelistet. Die Anstiegsraten wurden mit Hilfe von Gl.(3.12) und Gl.(4.6) berechnet. Dabei wurde von einem Gesamtstrom $I=400$ mA ausgegangen. Da die Messung der Modengüte und der Shuntimpedanzen im kalten Zustand (ohne Elektronenstrahl) sowie für eine Einzelkavität (keine Zusammenschaltung aller vier Resonatoren) erfolgte, ist von einer Verschiebung der Resonanzfrequenzen im realen Maschinenbetrieb in Bezug auf die Meßwerte auszugehen. Aus diesem Grund erfolgt die Darstellung der Anstiegsraten in Abbildung 7.3 unter zwei verschiedenen Randbedingungen. Die 'pessimistische Annahme' simuliert den Fall der exakten Übereinstimmung von Resonanzfrequenzen mit dem Spektrum der gekoppelten Schwingungsmoden (Gl.(4.2)). Dies führt nach Gl.(4.6) somit zu maximaler Strahlanregung durch jede vorhandene Monopolmode. Die 'optimistische Annahme' zeigt Anstiegsraten für den Fall, daß die Maxima der HOM-Resonanzen genau zwischen zwei benachbarten Modenlinien aus Gl.(4.2) liegen. Dies bedeutet minimale Anregung des Elektronenstrahls. Durch eine Vervierfachung der gemessenen Shuntimpedanzen wurde die Anzahl der Resonatoren in die Simulation einbezogen. Die theoretischen Dämpfungsrate des LFB und der natürlichen Dämpfung sind durch gestrichelte Linien kenntlich gemacht. Die Anstiegsraten der stärksten Monopolmoden liegen im pessimistischen Fall weit oberhalb der Dämpfungsrate des LFB bzw. der Strahlungsdämpfung. Das Feedbacksystem alleine ist also in diesem Fall nicht in der Lage, die Strahlschwingungsamplituden wirkungsvoll zu dämpfen. Deshalb wurden Methoden entwickelt, die Resonanzfrequenzen von HOM's gezielt mit Hilfe eines zweiten Abstimmstempels im Resonator bzw. durch Variation der Resonatortemperatur zu verschieben [32]. Durch geeignete Wahl dieser freien Parameter ist es möglich in einem Bereich zu arbeiten, der zwischen den beiden Extremfällen (Abb.7.1) liegt und eine Dämpfung durch das LFB zuläßt. Auf Grund der Erfahrungen während der Inbetriebnahme von BESSY-II wurden zusätzliche Dämpfungsantennen eingefügt, welche die Leistung höherer Moden aus dem Resonator abführen und somit zu einer Verringerung der Shuntimpedanz beitragen [60]. Dies führt allerdings auch zu einer Verbreiterung der Resonanzlinie der gedämpften Mode, so daß mehr gekoppelte Schwingungsmoden angeregt werden können. Meßwerte über den Dämpfungseffekt bei BESSY-II auf die im Anhang C dargestellten Moden liegen bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vor.

7.4 Transversale Anstiegsraten auf Grund höherer Resonatormoden

Eine Hauptquelle transversaler Strahlanregung neben dem *resistive wall*-Effekt bilden die HOM's aus den Beschleunigungsresonatoren. Die Simulation der transversalen Anstiegsraten erfolgte unter Einbeziehung der horizontalen und vertikalen Dipolmoden (Anhang C). Auch hier wurde zwischen 'pessimistischem Ansatz' und 'optimistischem Fall' unterschieden. Die Anstiegsraten wurden mit Hilfe von Gl.(3.13) und Gl.(4.11) berechnet und sind in Abbildung 7.4 und 7.5 dargestellt.

Generell ist zu bemerken, daß im transversalen Fall die Anstiegsraten kleiner sind als im longitudinalen Fall. Aber auch hier kann das TFB im pessimistischen Fall keine

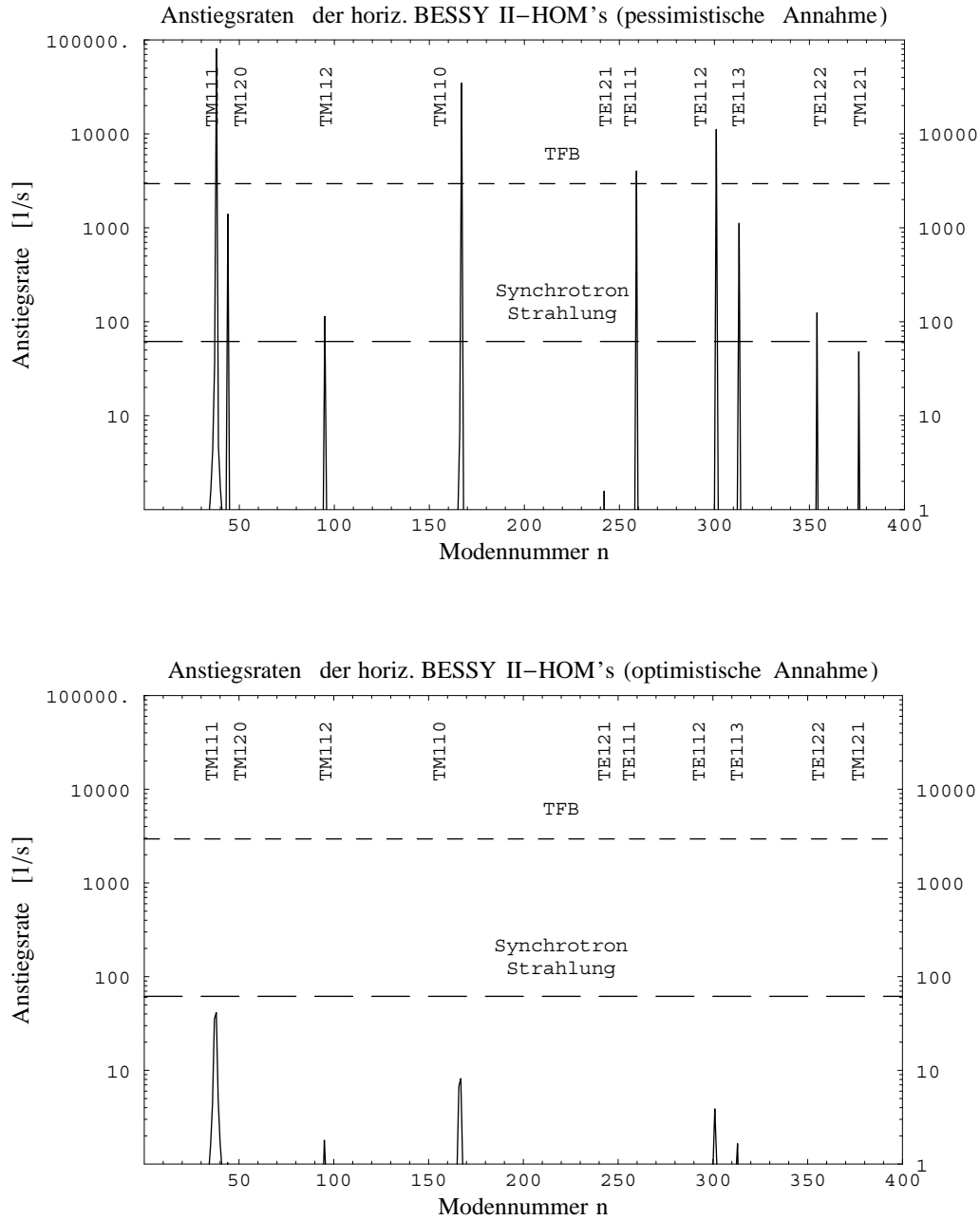


Abbildung 7.4: Horizontale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsraten der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des transversalen Feedbacksystems sind eingetragen

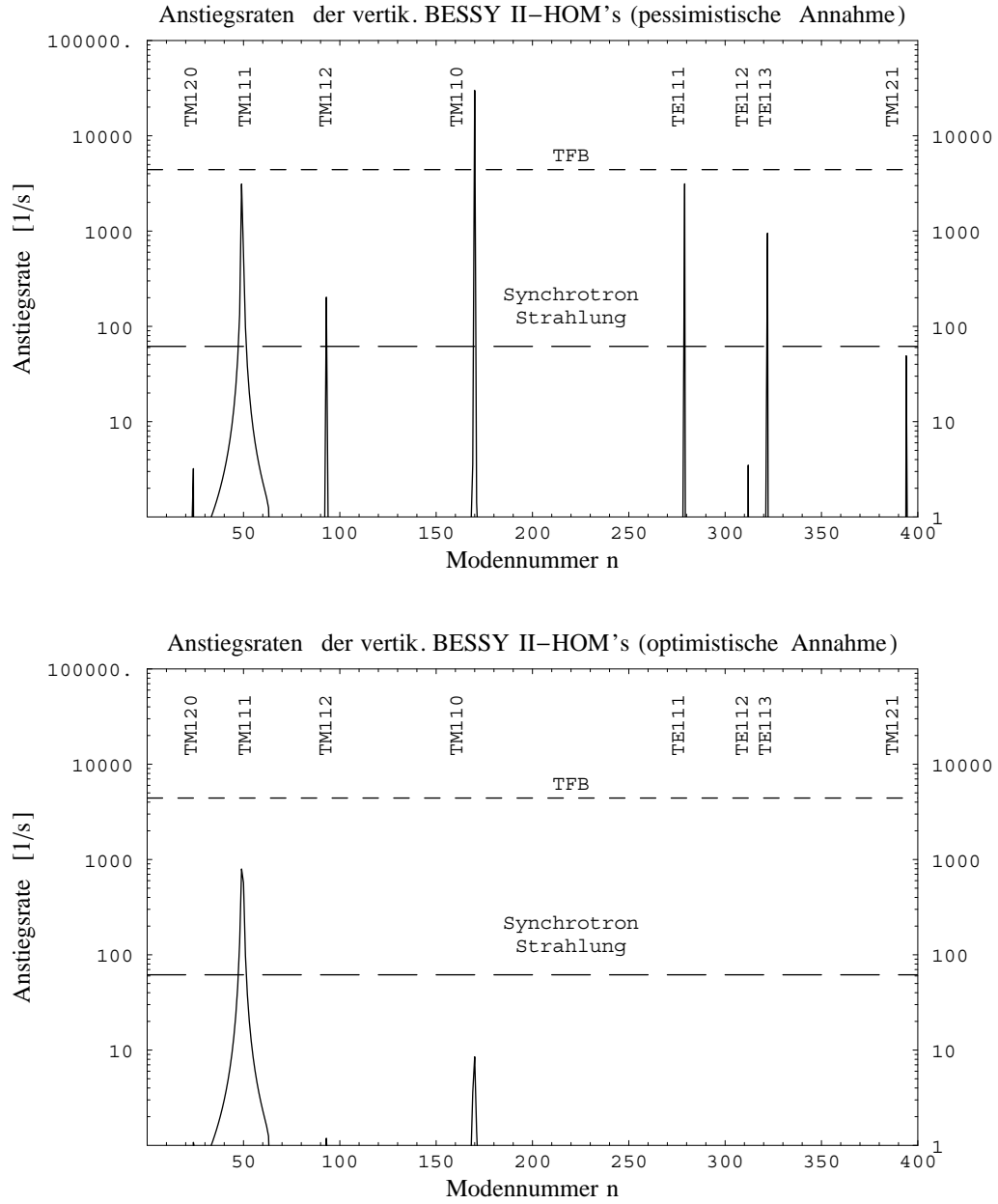


Abbildung 7.5: Vertikale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsraten der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des transversalen Feedbacksystems sind eingetragen

ausreichende Dämpfung erbringen. Der Einsatz der Dämpfungsantennen und die Verschiebung der Resonanzfrequenzen kann aber die maximale Strahlanregung verhindern und den effektiven Einsatz des TFB gewährleisten.

7.5 Transversale Anstiegsraten auf Grund des Resistive Wall-Effekts

Die Anstiegsrate auf Grund des *resistive wall*-Effektes kann mit den Gleichungen (3.11) und (4.11) berechnet werden. Abbildung 7.6 stellt die simulierten Anstiegsraten der instabilsten Mode für einen Strom von $I=400$ mA und verschiedene mittlere Kammeradien (Hälfte des Kammerapertur) als Funktion des transversalen Arbeitspunktes und der Chromatizität dar.

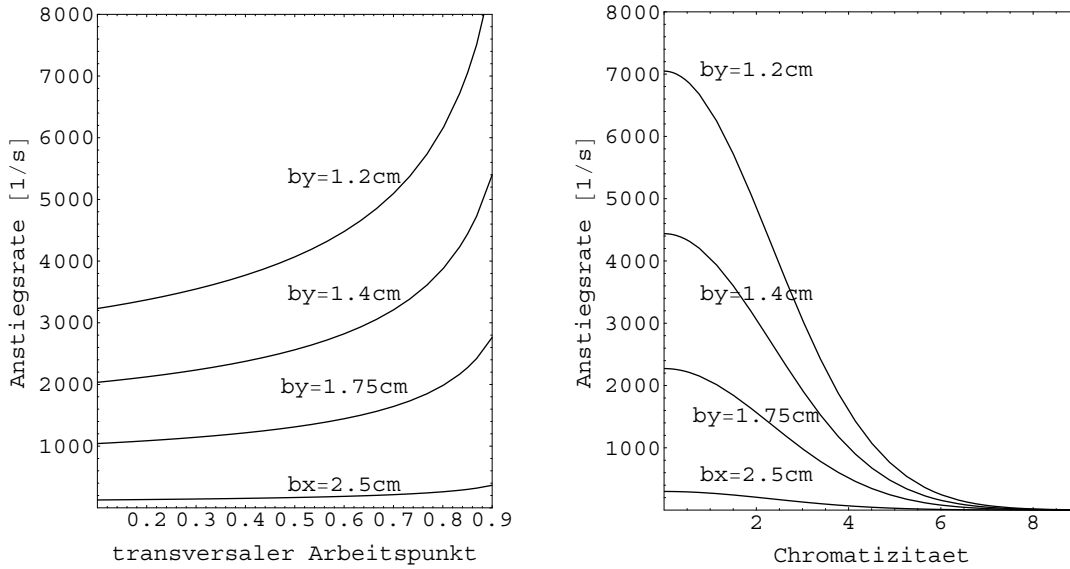


Abbildung 7.6: Transversale Anstiegsraten der instabilsten *multi bunch*-Mode (für Modennummer $m=0$) als Funktion der Chromatizität ξ und des gebrochenzahligen Anteils des vertikalen Arbeitspunktes ; spezifische elektrische Leitfähigkeit $\sigma_{\text{Stahl}} = 1.4 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega m}$, $b_{x,y}$ bezeichnen mittlere Kammerradien

Ein instabiles Verhalten des Elektronenstrahls ist auf Grund des kleinen Kammerradius in vertikaler Richtung somit eher zu erwarten als in der horizontalen Ebene. Der Radius $b_y=1.75$ cm entspricht der BESSY-II-Vakuumkammer ohne eingebaute *insertion devices*. Durch den geplanten Einbau von weiteren Ringelementen mit schmaleren Vakuumkammern ist in den nächsten Jahren mit einer erhöhten Anregung vertikaler *multi bunch*-Instabilitäten zu rechnen.

Die aus Abbildung 7.6 ableitbare Dämpfungsmöglichkeit der Dipolmode mit ansteigender positiver Chromatizität wurde während der Inbetriebnahmephase von BESSY-II zur Strahlstabilisierung eingesetzt.

8 Das longitudinale Feedbacksystem bei BESSY-II

Das folgende Kapitel beschreibt detailliert den Aufbau und die Funktionsweise aller wesentlichen Komponenten des longitudinalen Strahldämpfungssystems. Es werden der Prozeß der Datenaufnahme und die diagnostischen Möglichkeiten auf Grund der digitalen Ausführung des LFB erläutert. Die Phase der Inbetriebnahme wird ebenso beschrieben wie erste Meßergebnisse, welche die Leistungsfähigkeit dieses Systems belegen.

8.1 Allgemeine Beschreibung

Im BESSY-II-Speicherring wurden während der Inbetriebnahmephase bereits Ströme bis zu 400 mA akkumuliert. Auf Grund der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit den HOM's der Beschleunigungsresonatoren ist eine deutliche Degeneration der Strahlqualität in Bezug auf die Energieschärfe des Strahls bei hohen Strömen zu erwarten und bereits jetzt im Routinebetrieb bis 220 mA sichtbar. Ursache dafür sind in erster Linie kohärente Schwingungen der Elektronenpakete. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wurde im Sommer 1997 mit der Entwicklung eines longitudinalen Feedbacksystems begonnen.

Bunch by bunch-Strahldämpfungssysteme sind beispielsweise bei den Speicherringanlagen von PEP-II (SLAC [61]), ALS (LBL[62]), DAΦNE (INFN[63]) oder KEKB (KEK[64]) zu finden.

Unter Beachtung des Entwicklungsaufwandes und der zeitlichen Rahmenbedingungen dieses Projektes wurde für die Entwicklung und den Bau der elektronischen Komponenten eine Zusammenarbeit mit dem SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) vereinbart. So wurden Basismodule am SLAC gefertigt und konnten ab Mai 1999 bei BESSY-II getestet werden. Kommerziell erhältliche elektronische Module sowie BPM-Elektroden, Kicker, Verstärker, Hf-Bauteile und die Verkabelung wurden im Rahmen dieser Arbeit spezifiziert, zum Teil neu entwickelt (z.B. Kicker) und getestet.

Das LFB, welches durch eine Zusammenarbeit von SLAC, LBL und INFN zu Beginn der neunziger Jahre entwickelt wurde, ist ein *time domain*-System basierend auf programmierbaren digitalen Signalprozessoren (DSP). Durch die Wahl dieses Systems ist keine a priori-Kenntnis des exakten Frequenzbereichs gefährlicher gekoppelter Schwingungsmoden nötig, wie es im Falle eines *mode by mode*-Dämpfungssystems erforderlich ist. Die Abbildung 8.1 zeigt die schematische Darstellung des bei BESSY installierten LFB.

Die Signalaufnahme erfolgt durch vier symmetrisch um die Strahlachse angebrachte BPM-Elektroden. Das Summensignal dieser Anordnung wird in einen Pulsvervielfacher, den sogenannten *comb*-Generator, eingespeist. Dieser periodische Mikrowellenkoppler generiert eine Folge äquidistanter Pulse mit der gewünschten Detektionsfrequenz ($6 \cdot f_{Hf} \approx 3 \text{ GHz}$). Die eigentliche Detektion der longitudinalen Phasenabweichung des Schwerpunktes des Teilchenpakets (Dipolmode) erfolgt durch einen Mischer (siehe Abb.6.3), der das Meßsignal mit dem Referenzsignal des lokalen Oszillators vergleicht. Dieses Referenzsignal ist vom Muttergenerator abgeleitet, um die

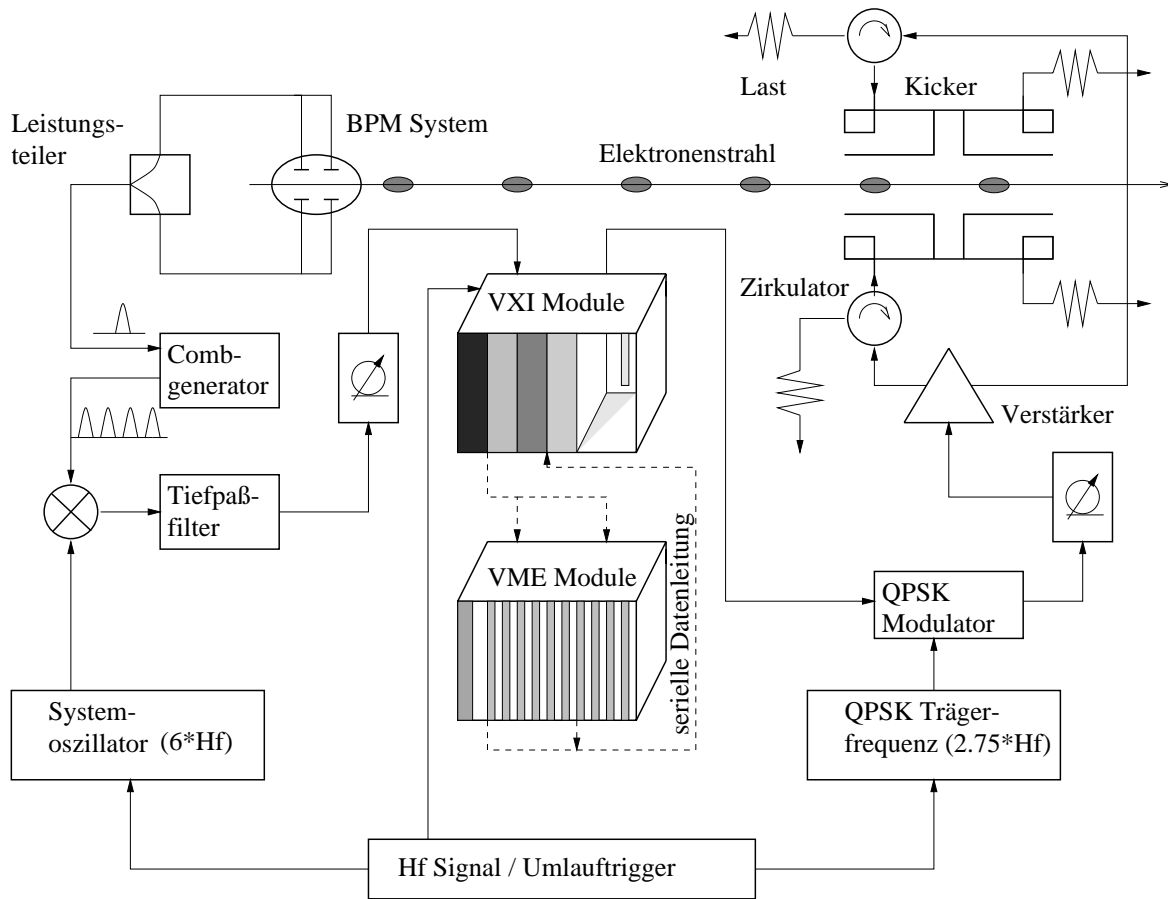


Abbildung 8.1: Longitudinales Feedbacksystem des BESSY-II-Speicherringes

Phasensynchronität zu erhalten. Abhängig von der zeitlichen Abweichung beider Mischereingangssignale wird ein variables Ausgangssignal generiert, welches auf Grund des folgenden Tiefpaßfilters sich nur aus Frequenzkomponenten der Basisbandbreite (0-250 MHz) zusammensetzt. Das so detektierte Phasenfehlersignal wird mit Hilfe eines 8-bit-ADC-Konverters mit einer Rate von 500 MHz digitalisiert. Eine variable Signalverzögerungseinheit sorgt dafür, daß das ankommende Fehlersignal zeitlich mit der Taktfrequenz des ADC abgestimmt wird.

Die digitalisierte Information der Schwerpunktsoszillation eines jeden Elektronenpaketes wird dann mit Hilfe einer Anordnung von digitalen Signalprozessoren weiterverarbeitet, indem ein FIR-Filteralgorithmus ein entsprechendes Korrektursignal generiert, welches dann in einem Zwischenspeicher abgelegt wird.

Auf Grund der im Vergleich zur Umlaufzeit langsamen Synchrotronperiode sind zur Generation des Korrekturwertes nicht alle Meßsignale eines jeden Umlaufs eines bestimmten Elektronenpakets nötig. Durch Vernachlässigung eines Teils der verfügbaren Informationen kann somit der Rechenaufwand und damit die Anzahl der DSP-Prozessoren minimiert werden. Auf dieses Prinzip des *downsampling* sowie den Filteralgorithmus wird im Folgenden noch näher eingegangen werden (siehe Abschnitt 8.4).

Das Korrektursignal durchläuft einen QPSK (*quad phase shift keyed*)-Modulator (das Funktionsprinzip wird in Abs.8.7 erläutert) und wird mit einem weiteren Mischer von der Basisbandbreite auf die Bandbreite des Kickers transformiert und diesem über einen Verstärker zugeführt. Eine weitere Verzögerungseinheit dient dazu, den Kickerpuls zeitlich auf das gewünschte Elektronenpaket abzustimmen.

Für das LFB wird ein auf EPICS [65] (*experimental physics and industrial control system*) basierendes Kontrollsystem verwendet. Das Setzen des FIR-Filteralgorithmus sowie die Diagnose der LFB-Komponenten und die Datenaufnahme werden durch eine entsprechende graphische Benutzeroberfläche ermöglicht. Die in einem *dual port*-Speicher abgelegten Daten werden mit Hilfe verschiedener auf dem Programmpaket MATLAB [66] basierender Anwendungen ausgewertet. Dabei ist es möglich, wertvolle Informationen zur Strahldiagnostik, wie Anstiegs- bzw. Dämpfungsraten von Moden, Strahlspektren, Ladungsverteilungen oder Variationen der synchronen Phase, abzuleiten.

8.1.1 Implementierung der LFB-Module und Datenfluß

Auf Grund des modularen Aufbaus und der Programmierbarkeit der LFB-Komponenten ist das Feedbacksystem leicht auf verschiedene Speicherringanlagen adaptierbar. Die elektronischen Module wurden unter Ausnutzung des VME/VXI-Standards entwickelt und sind in entsprechenden Überrahmen untergebracht, wie aus Abbildung 8.2 deutlich wird.

Dabei hat der VXI-Standard die Vorteile guter elektromagnetischer Abschirmung, Kühlung und Systemleistung. Außerdem steht entsprechend viel Platz für analoge und Hf-Komponenten sowie für Kühlkörper an schnellen Schaltkreisen zur Verfügung. Der entsprechende Überrahmen nimmt alle Komponenten auf, die für die Phasendetektion, die zeitliche Synchronisation sowie die Modulation des Korrektursignals genutzt werden. Der Steuerprozessor ist eine National Instruments VXIcpu-030. Eine GPIB-Schnittstelle ermöglicht die Kommunikation mit extern angeschlossenen Komponenten, wie beispielsweise Spektrumanalysatoren, Verzögerungseinheiten oder dem Hf-Verstärker.

Der Datentransfer zwischen den VXI/VME Modulen des LFB erfolgt über das VME-Bus-System. Der VME-Überrahmen ist mit zwei zehnzeiligen VME-Rückwänden ausgestattet, die jeweils kompatibel mit einem VSB-Bus-System sind. Der VSB-Bus ist dabei begrenzt auf 6 Zeilen, so daß durch dieses Bussystem jeweils 5 DSP-Module und ein Steuerprozessor erfaßt werden.

Als Steuereinheit dient eine Motorola MV-166-12 CPU. Diese hat die Funktion, die DSP-Module zu initialisieren und Daten von den DSP's zu empfangen. Jedes der insgesamt 10 DSP-Module ist mit vier 80 MHz AT&T 1610 digitalen Signalprozessoren bestückt. Dabei besitzt jeder DSP einen 8 kB Speicher, dessen Daten von den Motorola-CPU's über den VSB-Bus abgefragt werden. Damit wird ermöglicht, daß Meßdaten der Phasenoszillation über den VSB-Bus ausgelesen und ausgewertet werden können, ohne den Datentransfer des VME-Buses während der geschlossenen Feedbackschleife zu unterbrechen. Jeweils vier Meßsignale werden vom *downsampler*-Modul als ein Wort

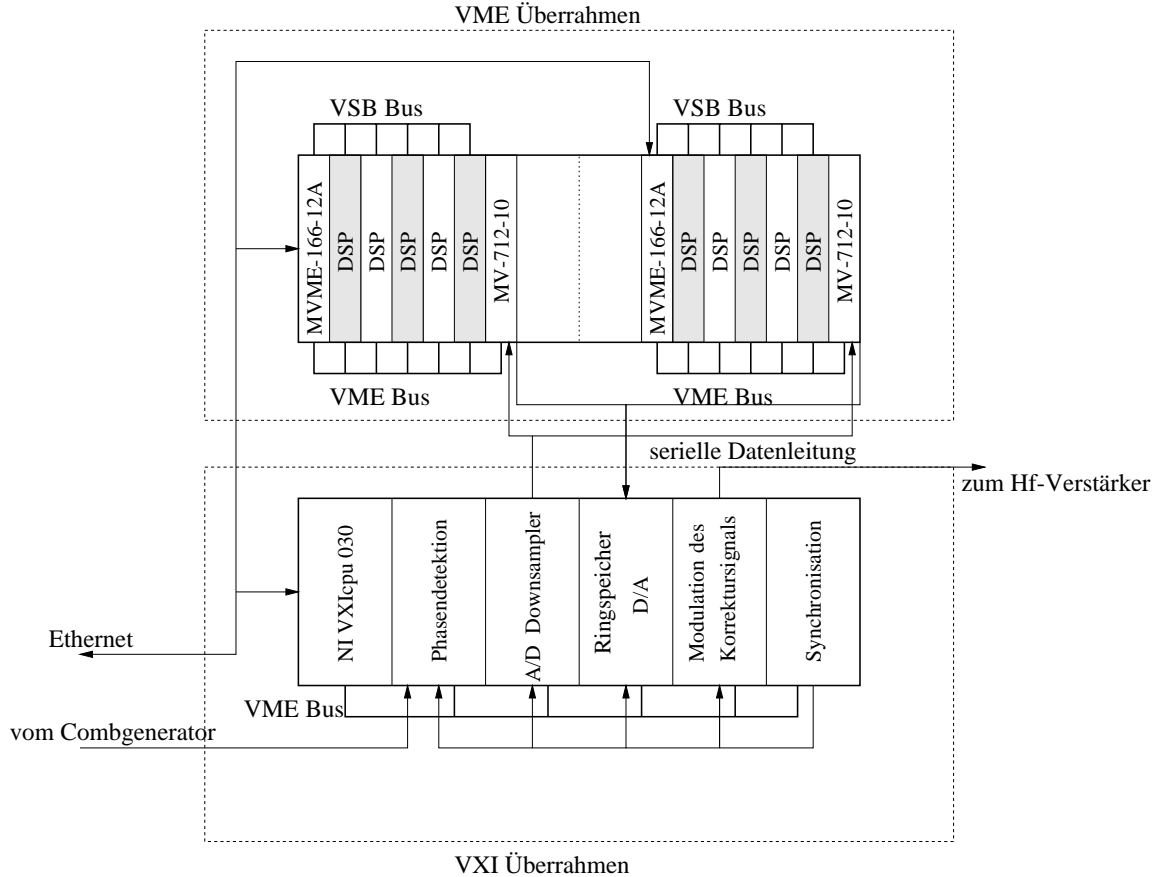


Abbildung 8.2: Implementierung der Feedback-Module in einen VME- bzw. VXI-Überahmen

(32 bit) mit zugehörigen Adressen über eine serielle Datenleitung an das VME-System geschickt. Die Verwaltung dieser Signale und das Empfangen der Korrektursignale der DSP's wird von einem Schnittstellenmodul³ gewährleistet. Die Korrektursignale werden dann über eine weitere serielle Datenleitung an das Speichermodul weitergeleitet und dort der entsprechenden Teilchenpaketnummer zugeordnet.

8.2 Die BPM-Elektroden zur Signalaufnahme

Die Detektion der Phasenoszillation der Schwerpunkte der Teilchenpakete wird durch vier Knopfelektroden, von denen jeweils zwei in der Ober- bzw. Unterseite der Vakuumkammer eingebracht sind, gewährleistet. Dabei handelt es sich um die bei BESSY-II verwendeten Standardelektroden mit einem Durchmesser von 11 mm. Ein keramischer Ring über dem Elektrodenkopf dient der Vakuumisolation. Das gesamte System ist an $50 \, \Omega$ angepaßt.

Um störende Resonanzeffekte im Detektorkreis auf Grund von in der Knopfgeometrie

³Motorola-MV-712 Interface Module

gefangenen Moden zu charakterisieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein dreidimensionales Modell mit Hilfe des Simulationsprogrammes MAFIA [67] erstellt.

Die dabei verwendete Geometrie ist in einer zweidimensionalen Ansicht in Abbildung 8.3 dargestellt.

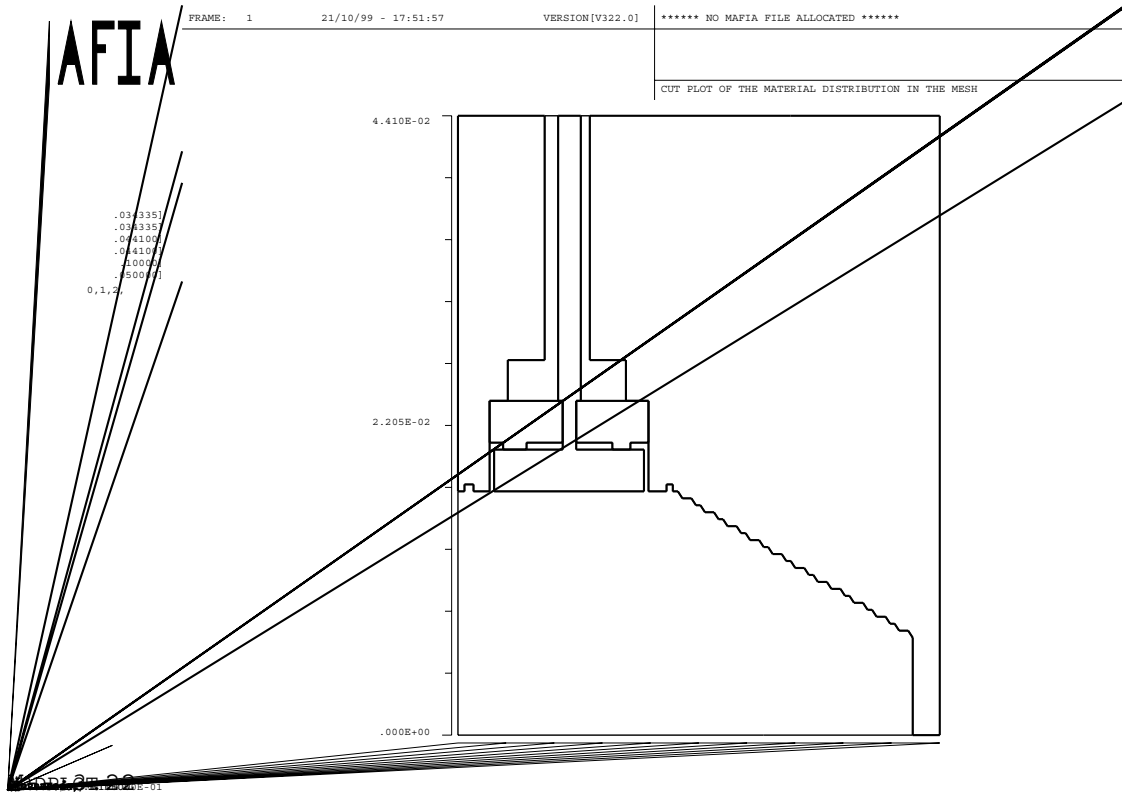


Abbildung 8.3: Zweidimensionale Ansicht des 3D-MAFIA Modells einer BPM-Elektrode zur Simulation des *wake*-Feldes; Strahlrichtung z zeigt in die Bildebene

Auf Grund der Symmetrie der BPM-Elektroden ist nur die Modellierung eines Quadranten erforderlich. Die Simulation erfolgt im Zeitbereich und dient der Berechnung des *wake*-Feldes. Das *wake*-Feld als Funktion des Ortes ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Die Impedanz des BPM-Systems kann durch die Berechnung der Fourier-Transformierten des *wake*-Feldes gewonnen werden (Gl.(3.6)). Damit können potentielle Quellen von *multi bunch*-Instabilitäten in Form von resonant angeregten Moden identifiziert werden. Das Impedanzspektrum ist in Abbildung 8.5 dargestellt.

Im gesamten Spektrum existiert eine Resonanz bei ca. 8 GHz. Da die Detektorfrequenz des LFB bei 3 GHz liegt, ist eine Störung des Meßsignals nicht zu erwarten. Aus diesem Grund war keine Modifikation der bereits installierten BPM-Elektroden nötig. Der *loss*-Faktor k_l berechnet sich nach Gl.(3.9) aus dem Realteil der Impedanz gewichtet mit

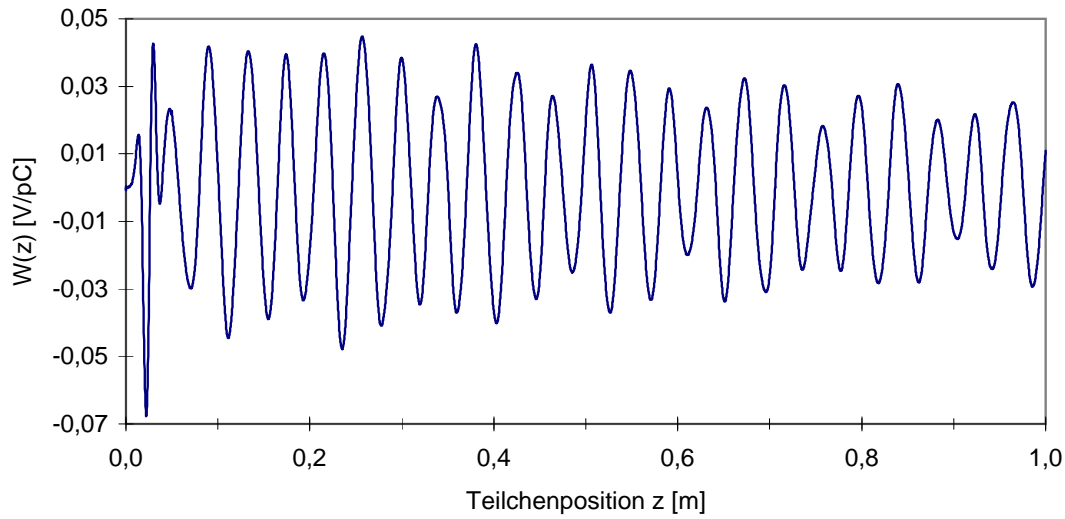


Abbildung 8.4: *Wake-Feld der verwendeten BPM-Elektroden*

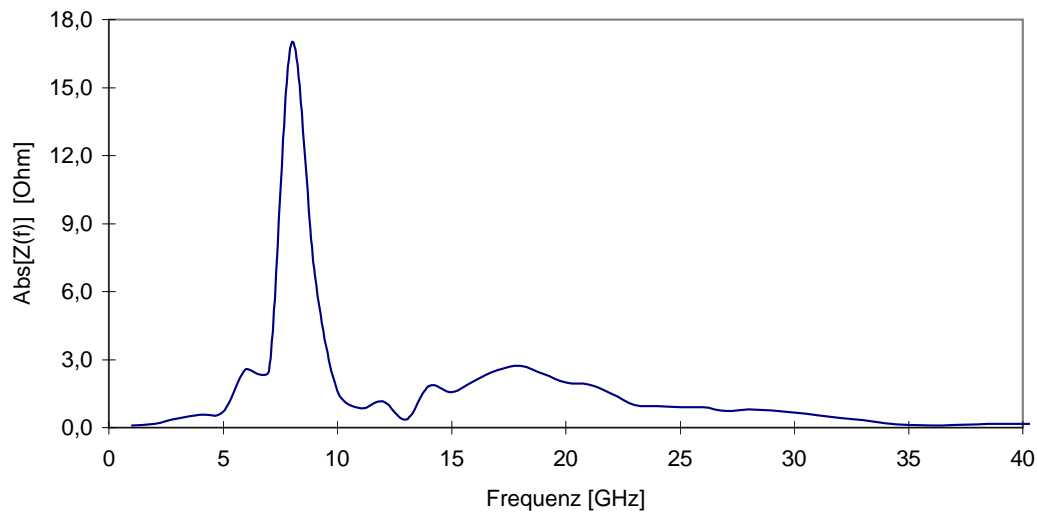


Abbildung 8.5: *Longitudinales Impedanzspektrum der BPM-Elektroden*

dem Quadrat des Strahlspektrums zu:

$$k_l = 0.014 \frac{\text{V}}{\text{pC}}. \quad (8.1)$$

Damit tragen einzelne BPM-Systeme nur in geringem Maße zur Breitbandimpedanz im Speicherring bei. Hierbei sei aber erwähnt, daß für Diagnosezwecke 112 dieser Systeme

zum Einsatz kommen, deren Gesamtimpedanz somit nicht zu vernachlässigen ist [15].

8.3 Der Detektorkreis

8.3.1 Der comb-Generator

Zur Messung der zeitlichen Abweichung des Teilchenpaketes von der Sollphase werden die Signale der vier BPM-Elektroden in einem breitbandigen Signalkombinierer aufsummiert und als Eingangssignal für einen *comb*-Generator verwendet. Dieser periodische Mikrowellenkoppler (Abb.8.6) vervielfacht den BPM-Puls und generiert so ein Trägersignal mit der Detektionsfrequenz von 3 GHz.

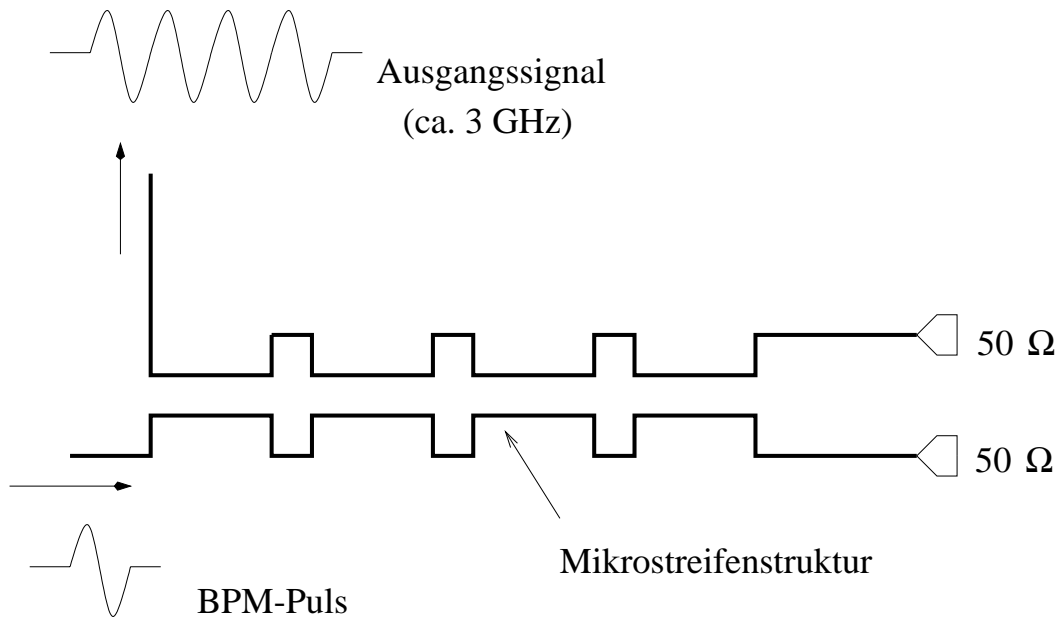


Abbildung 8.6: Schematische Darstellung des *comb*-Generators

Die Länge dieses Signals wird durch die Periodizität der Kopplerstruktur bestimmt. Entscheidendes Auswahlkriterium ist dabei die Güte der Trennung des Signals zweier benachbarter Teilchenpakete. Im BESSY-System wird dabei eine Periodizität von vier gewählt. Dies ermöglicht eine Trennungsschärfe von ca. 27 dB. Die Mikrostreifenstruktur besteht aus Kupfer und ist auf einen Teflonträger aufgebracht. Um Verluste klein zu halten, sind die Kupferbestandteile mit Gold beschichtet. Die Abbildung 8.7 zeigt die Antwortfunktion des *comb*-Generators im Zeitbereich für zwei reale BPM-Pulse bei 100 mA im Abstand von 2 ns.

Die Verluste in der Signalamplitude V_A hängen von der Anzahl der Perioden der Kopplerstruktur p sowie dem Signalkopplungsverhältnis V_K (ca. -30 dB) zwischen den Mikrostreifen ab:

$$V_A[\text{dB}] = V_K + 20 \log p. \quad (8.2)$$

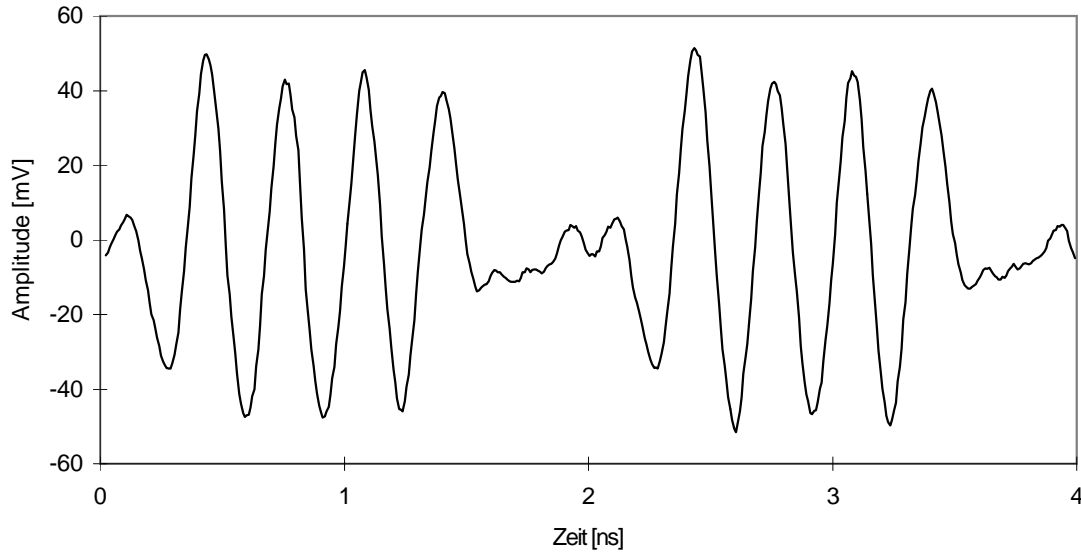


Abbildung 8.7: Meßsignal zweier aufeinanderfolgender Teilchenpakete nach dem *comb*-Generator im Zeitbereich; Teilchenpaketstrom ca. 0.4 mA

Damit ergibt sich für die bei BESSY verwendete Vierfachstruktur ein Verlust von $V_A = -18$ dB.

Andere Signalvervielfacher, wie beispielsweise resonante Strukturen, arbeiten mit weniger Verlusten aber mit größerer Kopplung. Da das BPM-Signal aber sehr groß ist, liegt der Schwerpunkt im Design bei der Isolation aufeinanderfolgender Teilchenpakete [68].

8.3.2 Die Phasendetektion

Die durch den *comb*-Generator generierte Pulsfolge wird mit Hilfe eines Mischers in Bezug auf die Referenzphase des lokalen Oszillators (LO) phasendetektiert. Das Referenzsignal wird direkt vom Muttergenerator der Beschleunigungsresonatoren abgeleitet und gewährleistet somit die Phasenstabilität bezüglich der Sollphase der Teilchenpakete. Der Mischer bildet die Differenz bzw. die Summe der beiden ankommenden Eingangsfrequenzen, wie im Abschnitt 6.3.1 beschrieben wurde.

Die Amplitude B des Referenzsignals (siehe Gl.6.15) wurde auf die Kenngrößen des Mischers abgestimmt, wogegen die Amplitude A vom Strom abhängt.

Die Detektionsfrequenz des *comb*-Generators und Mischers ist frei wählbar und stellt einen Kompromiß zwischen der Genauigkeit der Phasenmessung und dem dynamischen Bereich dar. Die gewählte Frequenz von $6 \cdot Hf \approx 3$ GHz ermöglicht einen dynamischen Bereich von 30 Grad (bei 500 MHz) bei einer minimalen Phasenauflösung von 0.2 Grad [69].

8.4 Das Prinzip des Downsampling

Eine Selektion der Meßdaten wird mit Hilfe des *downsampler*-Moduls vorgenommen. Die Interpretation sämtlicher Meßdaten würde zu einem enormen technischen Aufwand führen, da bei BESSY alle 2 ns ein neues Meßsignal vom ADC⁴ zur Verarbeitung zur Verfügung gestellt wird. Im Falle der longitudinalen Teilchenbewegung kann man vorteilhaft die relativ lange Schwingungsperiode ($T_s \approx 0.14$ ms) gegenüber der Umlaufzeit des Elektronenpakets ($T_0 = 800$ ns) ausnutzen. Dabei wird das Nyquist-Theorem angewendet, welches in diesem Zusammenhang besagt, daß ein digitalisierter Sinus nur dann ohne Informationsverlust reproduziert werden kann, wenn er mit mindestens der zweifachen Frequenz abgetastet wird [18]. Somit gilt für die zeitlichen Abstände T_a der Abtastung der Synchrotronfrequenz:

$$T_a \leq \frac{1}{2f_s}. \quad (8.3)$$

Prinzipiell würden somit zwei Meßsignale pro Synchrotronperiode für jedes Teilchenpaket ausreichen, um den Schwingungszustand zu beschreiben. Mit höheren Abtastfrequenzen steigt jedoch die Genauigkeit der Reproduktion des Eingangssignals. Analysen zeigen, daß vier bis sechs Abtastpunkte ausreichend sind, ohne die Dämpfungseigenschaften des LFB zu beeinträchtigen [70]. Während einer Synchrotronperiode führt ein Teilchenpaket bei BESSY etwa 175 Umläufe aus. Bei typischerweise sechs Abtastpunkten wird somit nur jeder 29. Meßwert zur Berechnung des Korrektursignals an die DSP's gesendet (*downsampling*-Faktor $j=29$). Das resultierende Signal, welches an den Kicker gesendet wird, ist somit eine Approximation des realen Meßsignals (siehe Abb.8.9 im folgenden Abschnitt).

Jeder DSP hat nun eine um $1/j$ reduzierte Datenmenge zu bewältigen und hat damit j mal länger Zeit. Die Anzahl der Multiplikationen und Additionen, die ein DSP pro Zeiteinheit zu leisten hat, wird damit um den Faktor $1/j^2$ reduziert. Somit kann die Anzahl der digitalen Signalprozessoren minimiert werden.

Die Datenreduktion erfolgt dabei durch einen Filter, nachdem sämtliche Meßsignale durch den ADC digitalisiert worden sind. Das *downsampler*-Modul generiert dann Adressen für die entsprechenden DSP's und den Speicherbereich, der die Korrektursignale solange aufnimmt, bis die Freigabe durch das Synchronisationsmodul erfolgt. Dabei werden jeweils vier 16-bit-Wörter über die serielle Datenleitung als Paket an das VME-Schnittstellenmodell gesendet. Das erste Wort enthält die Adressen für den Speicher. Die beiden folgenden Wörter sind die Meßdaten (vier digitalisierte 8-bit-Wörter vom ADC) und das letzte Wort enthält neben Kontrollbits die Adressen der anzusprechenden DSP's.

8.5 Die DSP-Filterfunktion

Die Berechnung des Korrektursignals für jedes Teilchenpaket wird durch DSP's ausgeführt. Insgesamt werden zehn DSP-Module mit jeweils vier identischen Prozessoren

⁴Tektronix TKADC10C

verwendet. Jede Einheit ist für einen Teil der Teilchenpakete zuständig. Die Meß- bzw. Korrekturdaten werden über den VME-Bus gesendet. Dabei werden für jede Gruppe von Teilchenpaketen zuerst die generierten Korrekturwerte der adressierten DSP's ausgelesen und dann durch die neuen Meßdaten ersetzt. Der Aufbau eines FIR-Filters wurde bereits in Abschnitt 6.4.3 beschrieben. Die technische Umsetzung der Gleichung (6.18) ist in Abbildung 8.8 dargestellt.

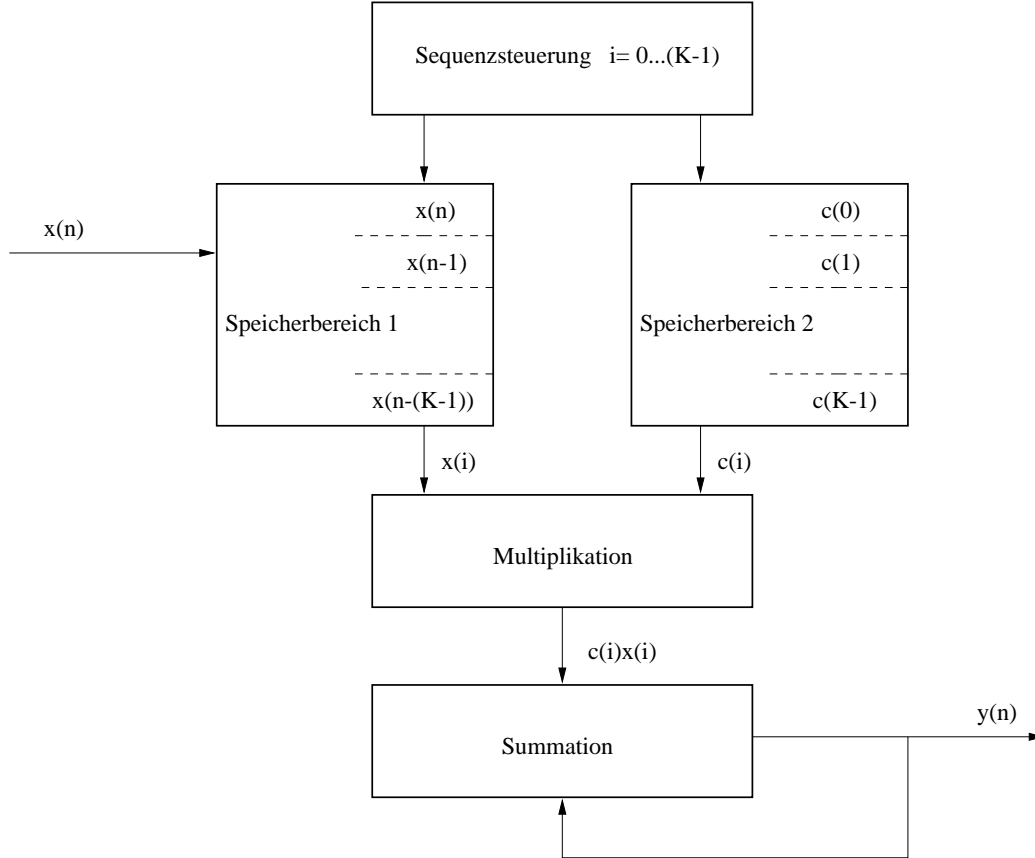


Abbildung 8.8: *Signalfluß in einem digitalen FIR-Filter*

Es werden zwei zirkulare Speicherblöcke genutzt, um sowohl die Meßdaten als auch die filterspezifischen Koeffizienten auszulesen.

Zur besseren Veranschaulichung der Funktionsweise des FIR-Algorithmus seien hier die Koeffizienten eines K-stufigen Filters angegeben, wie er im LFB bei BESSY-II verwendet wird:

$$c(i) = c'(i) - \frac{1}{K} \sum_{l=0}^{K-1} c'(l); \quad c'(i) = \sin[2\pi j \nu_s (i + \delta)]. \quad (8.4)$$

Der Parameter j ist der *downsampling*-Faktor, δ beschreibt den Phasenversatz auf Grund der endlichen Verarbeitungsgeschwindigkeit und ν_s ist der longitudinale Arbeitspunkt.

Die daraus folgende Impulsantwortfunktion sowie die Transferfunktion eines 6-stufigen ($K=6$) Filters sind in Abbildung 8.9 dargestellt. Die Koeffizienten sind so gewählt, daß statische Komponenten unterdrückt werden, das Maximum der Filtertransferfunktion bei der Synchrotronfrequenz liegt und der gewünschte Phasenversatz erfolgt.

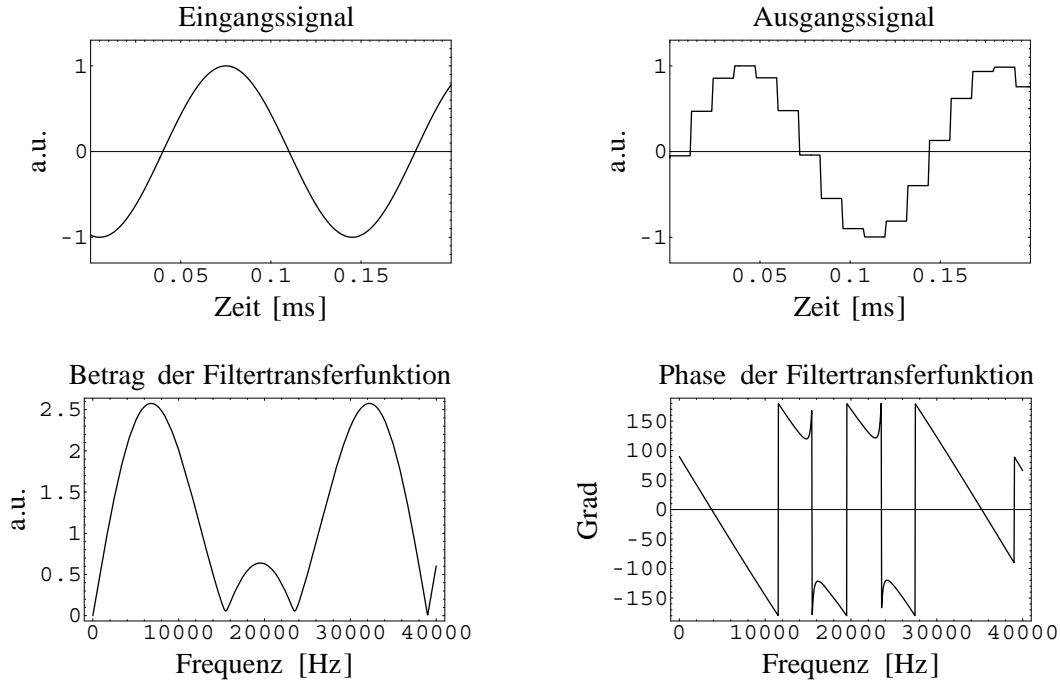


Abbildung 8.9: 6-stufiger FIR-Filter ($f_s = 7$ kHz, $j=13$), oben: Impulsantwortfunktion auf ein sinusförmiges Eingangssignal, unten: Betrag und Phase der Filtertransferfunktion

Weitere Filtertransferfunktionen sind im Anhang D für verschiedene Filterstufen K dargestellt. Die maximale Anzahl an realisierbaren Filterstufen beträgt $K=20$. Daraus werden auch mögliche Anwendungsgebiete für verschiedene Filter ersichtlich. Bei diesem Filteralgorithmus gilt: Je mehr Eingabewerte verwendet werden, umso schmaler ist der Frequenzbereich, für den der Filter optimale Eigenschaften in Amplitude und Phase aufweist. Die Nutzung eines solchen Filters kann dann von Vorteil sein, wenn bestimmte Frequenzkomponenten nicht in die Berechnung der Korrekturdaten mit einfließen sollen. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn durch das Hf-System eine Strahlanregung (Anregungsfrequenz \neq Synchrotronfrequenz) erfolgt, die auf Grund der großen Leistung des Beschleunigungssystems (im Vergleich zu dem LFB-Kicker) nicht aktiv gedämpft werden kann, da das LFB dann in Sättigung arbeiten würde. Ein breitbandiger Filter (kleines K) wird dann eingesetzt, wenn beispielsweise die Synchrotronfrequenz eine starke Abhängigkeit vom Strom zeigt. Die Änderung der Schwingungsfrequenz kann dann durch einen einzelnen Filter aufgefangen werden, ohne daß die Dämpfungseigenschaften des LFB wesentlich beeinträchtigt werden.

8.6 Der Ringspeicher

Der Ringspeicher (siehe Abb.8.2) dient dazu, die von den DSP's generierten Korrektursignale abzuspeichern und mit einer Rate von 500 MHz an die Endstufe des LFB, den Verstärker und Kicker für das gewünschte Teilchenpaket weiterzuleiten. Dabei werden auch hier Gruppen von jeweils vier Teilchenpaketen mit einer Rate von 125 MHz verarbeitet. Der Speicher hat eine Datenbreite von 32 bit und speichert sämtliche Daten in kontinuierlicher Folge, beginnend an der Adresse 0, fortlaufend ab. Der Trigger für diesen Prozeß wird dabei vom *downsampler*-Modul generiert, welches den Zeiger auf die jeweilige Adresse nach 800 ns (Umlaufzeit) wieder auf Null setzt. Ein zweites vom selben Modul generiertes 500 MHz-Signal dient der Auslese des Speichers, um jedes Teilchenpaket beim Durchflug durch den Kicker zu beeinflussen. Hierbei erhält der Speicher auf Grund des *downsampling* nur jeden j-ten Umlauf ein neues Korrektursignal. Bei der Auslese für ein bestimmtes Teilchenpaket wird somit der alte Korrekturwert j-1 mal wiederholt, was eine effektive Nutzung der Endstufe des LFB möglich macht. Auf Grund von Resynchronisationen der einzelnen LFB-Module ist keine Datenerfassung sämtlicher 400 möglicher Hf-Potentialmulden durch das LFB erreichbar. Die maximale Anzahl erfaßbarer Meßdaten beträgt 396. Dies wirkt sich aber nicht nachteilig auf die Strahldynamik aus, da durch gezielte Verschiebung des entsprechenden Triggersignales die Speicheradresse 0 für ein beliebiges Teilchenpaket im Speicherring verwendet werden kann. Diese Funktion ermöglicht es, die vier nicht erfaßten Hf-Lücken in die Füllungslücke (*ion clearing gap*) des Speicherringes zu legen.

8.7 Die QPSK-Modulation

Die vom Ringspeicher ausgegebenen Korrektursignale werden mit Hilfe eines DAC⁵ in analoge Signale umgewandelt. Der Frequenzbereich der Signale umfaßt dabei weiterhin den Basisbereich (0-250 MHz). Die QPSK-Modulation paßt das Korrektursignal an den Frequenzbereich des LFB-Kickers an. Wie im Folgenden gezeigt werden wird, arbeitet dieser in einem Bereich von (1375 ± 125) MHz. Die Zentrumsfrequenz eines Kickers wird als ein Vielfaches von $f_{Hf}/4$ gewählt, um die Impedanz des Kickers bei Vielfachen der Hf-Frequenz zu minimieren. Da aber eine Korrektur der Teilchenpaketoszillation mit der 500 MHz-Rate erforderlich ist, muß für die Kickerträgerfrequenz alle 2 ns ein Phasensprung von 90° erfolgen. Dadurch werden die Kickerspannung und aufeinanderfolgende Teilchenpakete zeitlich aufeinander abgestimmt. Damit wird der Hauptteil der Leistung von der Trägerfrequenz 1.375 GHz auf 1.5 GHz transformiert. Die Abbildung 8.10 soll diesen Zusammenhang verdeutlichen.

Die Unterdrückung der Trägerfrequenz gegenüber dem Frequenzband bei 1.5 GHz ist besser als -45 dB. Zusätzliche Seitenbänder außerhalb des Frequenzintervalls von 1.25-1.5 GHz liegen nicht mehr innerhalb der Bandbreite des Hf-Verstärkers bzw. des Kickers und werden somit nicht als Kickersignal übertragen.

Die Abbildung 8.11 stellt die gesamte Modulationseinheit der LFB-Endstufe dar.

⁵Semiquimt 500 MHz

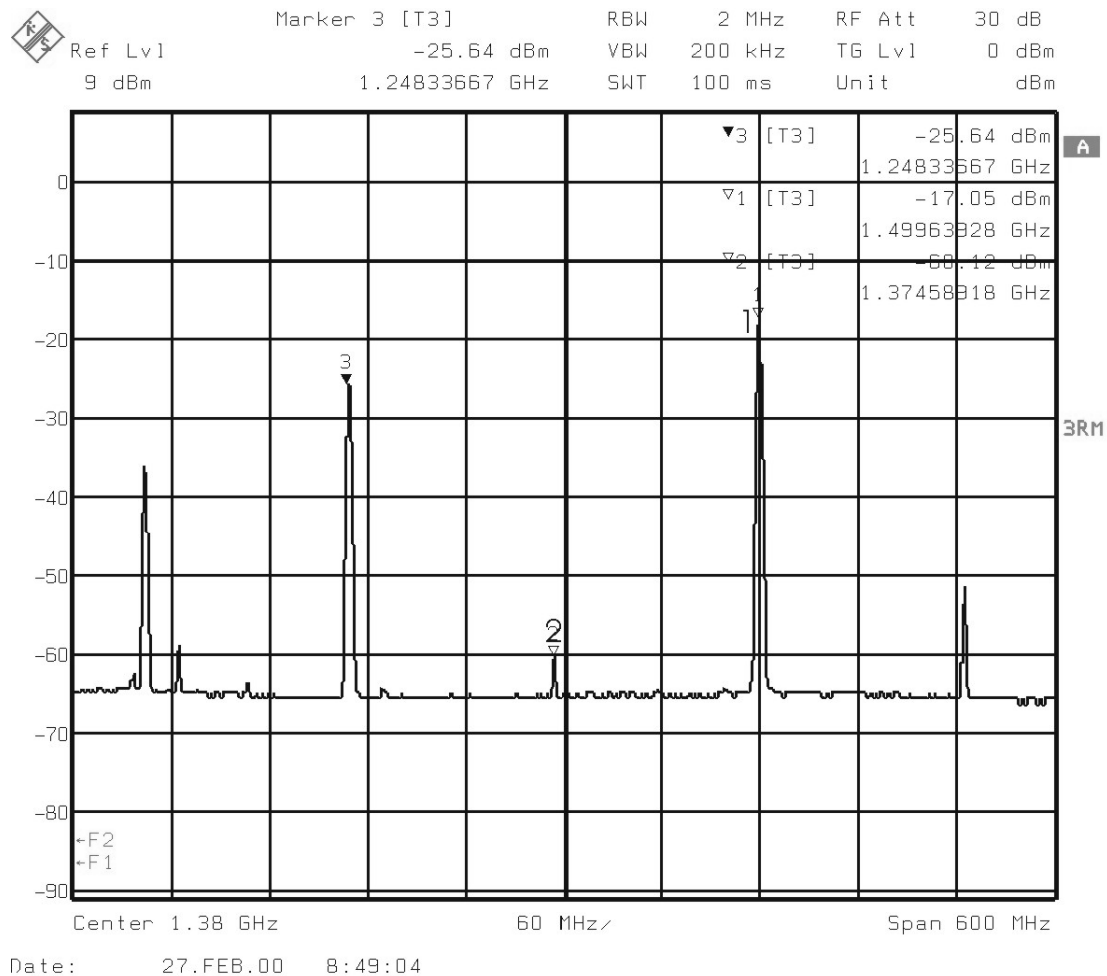


Abbildung 8.10: Frequenzspektrum des phasenmodulierten QPSK-Trägersignals; Markierung 1 entspricht dem Träger bei 1.5 GHz; Markierung 2 entspricht dem unterdrückten Träger bei 1.375 GHz

Das reine QPSK-Signal würde für jedes Teilchenpaket zu dem gleichen konstanten Korrekturkick führen.

Aus diesem Grund wird das QPSK-Signal durch einen Mischer amplitudenmoduliert. Das zweite Mischereingangssignal ist der vom Ringspeicher bereitgestellte Korrekturwert und somit proportional zur Amplitude der Phasenoszillation. Das Result dieser Modulation wird aus Abbildung 8.12 deutlich.

Durch die Amplitudenmodulation erhält der Kicker alle 2 ns ein neues Eingangssignal, was durch die gestrichelten Linien kenntlich gemacht wurde.

Die an diesen Punkten vorhandene Signalamplitude entspricht gerade den vom Ringspeicher vorgegebenen Werten einer angenommenen Korrekturamplitude der Teilchenpakete zueinander von -1,1,0 und -0.5.

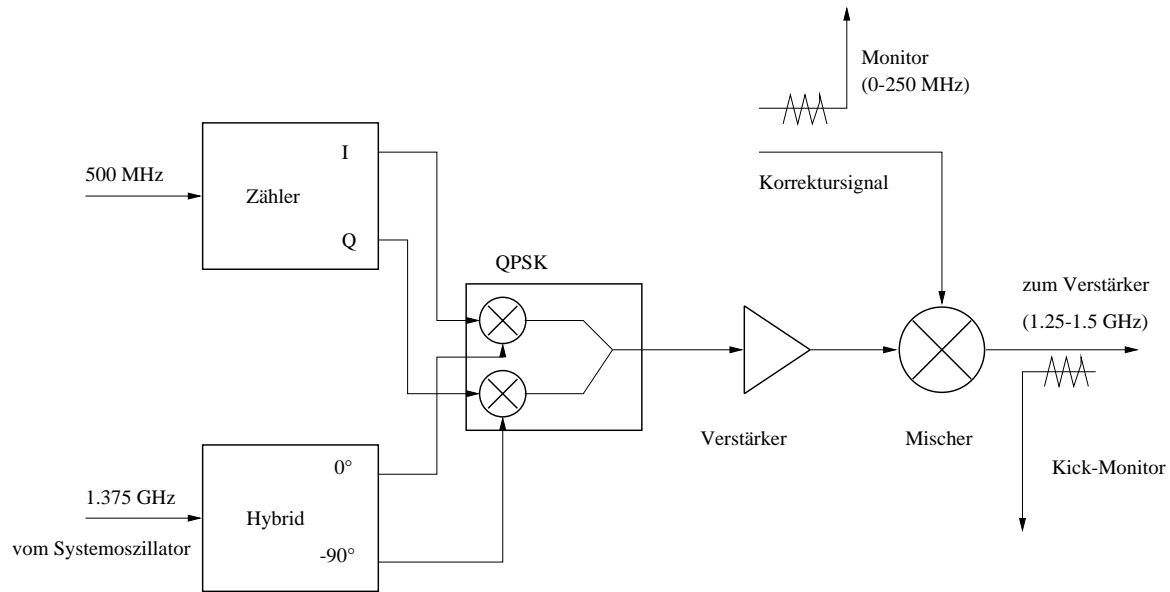


Abbildung 8.11: Modulationseinheit der Endstufe des LFB zur Phasenänderung (linker Teil) und Amplitudenmodulation (rechter Abschnitt)

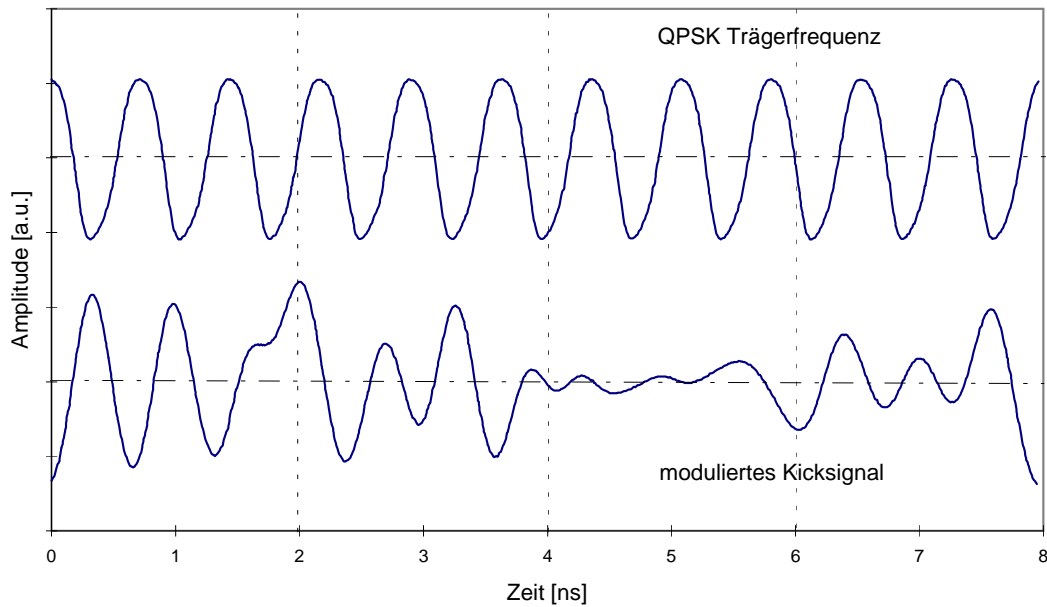


Abbildung 8.12: Amplitudenmodulation und 90°-Phasenvorschub der QPSK-Trägerfrequenz bei einem angenommenen Amplitudenverhältnis aufeinanderfolgender Teilchenpakete von -1:1:0:-0.5; die vertikal gestrichelte Linie markiert den Kickzeitpunkt beginnend bei 0 ns.

8.8 Der longitudinale Verstärker

Das amplitudenmodulierte Korrektursignal wird einem linearen, breitbandigen Verstärker zugeführt. Dabei handelt es sich um einen Halbleiterverstärker⁶ mit vier separaten Hf-Ausgängen, die mit den Kickereingängen über phasenabgegliche Kabel verbunden sind.

Dabei wurden sämtliche Ausgänge in Bezug auf die Ausgangsamplitude und Phase sowohl in ihren Absolutwerten als auch relativ zueinander abgestimmt. Neben den Zirkulatoren, die rückgekoppelte Leistung in angeschlossene Lasten abführen, ist der Verstärker zusätzlich mit Leistungsdetektoren für rückfließende Hf-Leistung ausgestattet. Diese ermöglichen, den Verstärker beim Überschreiten eines bestimmten Schwellwertes automatisch abzuschalten. Einige wesentliche Parameter sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Leistung (max)	220 W
Amplitudenschwankung zwischen den Kanälen (1.2 - 1.5 GHz)	± 1 dB
Phasenschwankungen zwischen den Kanälen (1.2 - 1.5 GHz)	$\pm 5^\circ$
Harmonischenunterdrückung	> 20 dBc
Eingangsleistung (max)	5 dBm
Anpassung (Eingang/Ausgang)	50Ω
Anstiegszeit	< 1.6 ns

Tabelle 8.1: Parameter des LFB-Verstärkers

Die Abbildung 8.13 zeigt eine gemessene Frequenztransferfunktion des bei BESSY-II eingesetzten Verstärkers.

8.9 Der LFB-Kicker

Als Korrekturlement wird ein modengedämpfter Hohlraumresonator eingesetzt, der in Zusammenarbeit mit der Hf-Gruppe des INFN [71] entwickelt wurde. Die Gründe für den Einsatz eines Hohlraumresonators liegen in der hohen Shuntimpedanz bei großer Bandbreite sowie der Möglichkeit der starken Dämpfung des HOM-Spektrums. Neben diesen Aspekten ist auch die sehr kompakte Bauform des Kickers ein wesentlicher Vorteil gegenüber Kickerstrukturen auf der Basis von Driftröhren [61] oder *stripline*-Elektroden [54].

Zur theoretischen Berechnung wurde das 3-dimensionale Simulationsprogramm HFSS [72] sowie der Computercode MAFIA verwendet. Dieser Abschnitt beschreibt Ergebnisse der theoretischen Betrachtung sowie deren Umsetzung bei der Konstruktion des Kickers.

⁶Milmega Modell-98635/1

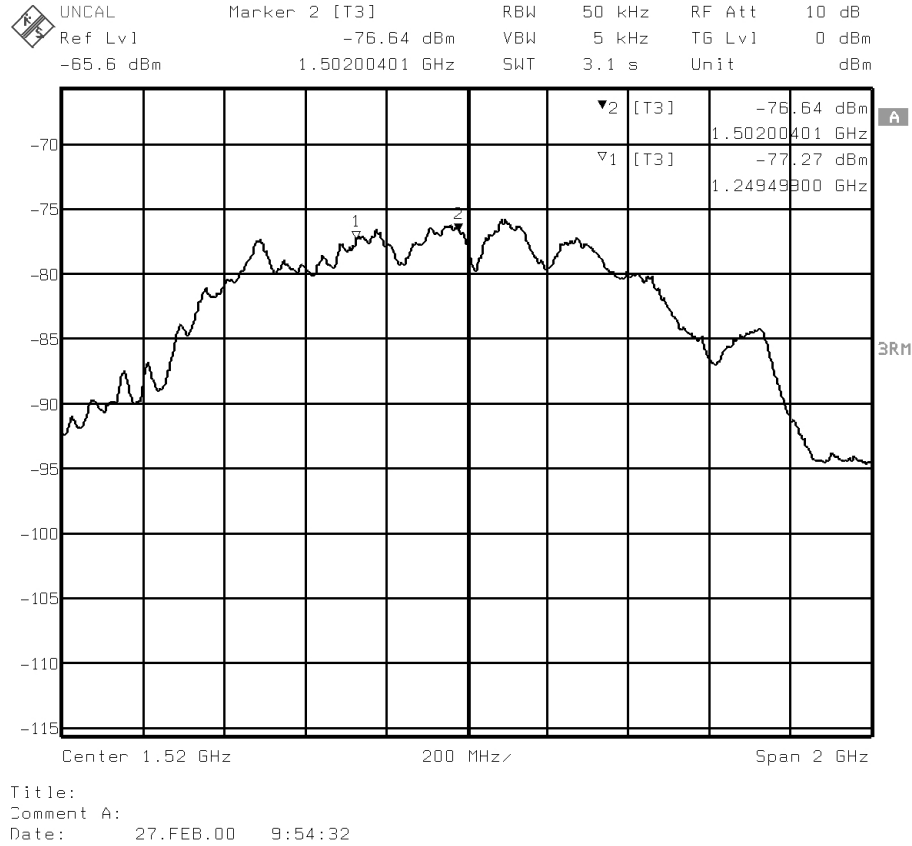


Abbildung 8.13: Frequenzgang des longitudinalen Feedbackverstärkers; die Markierungen 1 und 2 kennzeichnen den für das LFB relevanten Frequenzbereich.

8.9.1 Geometrie des Kickers

Da die Vakuumkammer des BESSY-II-Speicherrings von oktagonaler Form (annähernd elliptisch mit Halbachsen von 3.25 cm bzw. 1.75 cm) ist und eine kleinere Apertur aufweist als z.B. die DAΦNE-Kammer (rund, Radius=44 mm) [71], kann von einem höheren R_s/Q Wert aber auch von einer größeren Anzahl von HOM's ausgegangen werden. R_s beschreibt dabei die wichtige Größe der Shuntimpedanz und ist definiert als

$$R_s = \frac{V_{acc}^2}{2P_{Amp}}. \quad (8.5)$$

Die Shuntimpedanz bestimmt somit, wieviel Leistung P_{Amp} durch den Verstärker aufgebracht werden muß, um eine bestimmte Beschleunigungsspannung V_{acc} zu erhalten. Q steht für die Güte des Resonators und ist definiert als

$$Q = \omega W/P. \quad (8.6)$$

W ist der Maximalwert der gespeicherten elektrischen oder magnetischen Energie. P ist die zeitlich gemittelte Verlustleistung. Tabelle 8.2 zeigt die unterschiedlichen

Grenzfrequenzen der longitudinalen und transversalen Moden für die BESSY-II-Kammergeometrie, die durch eine MAFIA-Simulation ermittelt wurden.

	longitudinale Moden (TM_{01})	transversale vertikale Moden (TE_{11})	transversale horizontale Moden (TE_{11})
BESSY	5.09 GHz	2.51 GHz	4.70 GHz
DAΦNE	2.61 GHz	2.00 GHz	2.00 GHz

Tabelle 8.2: Vergleich der Grenzfrequenzen der Vakuumkammer auf Grund unterschiedlicher Aperturgeometrie

Die Abbildungen 8.14 und 8.15 zeigen die Geometrie des longitudinalen Kickers.

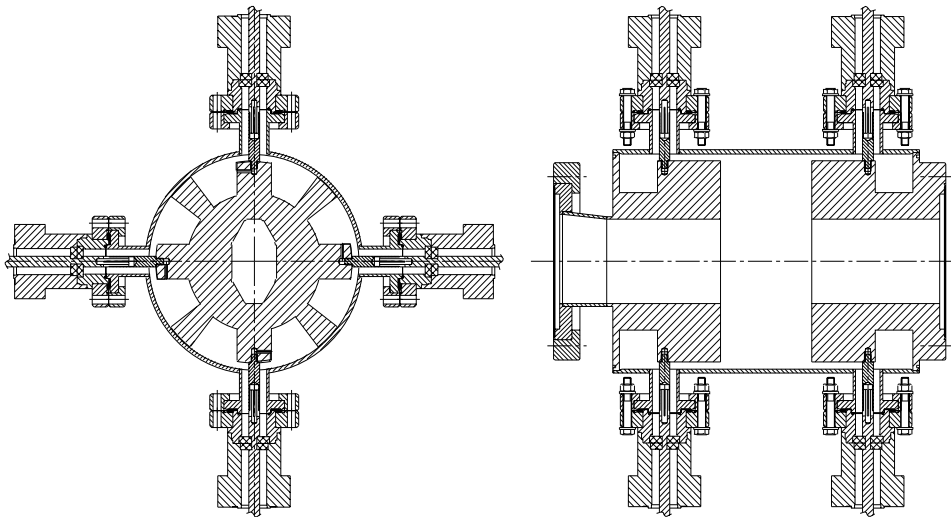


Abbildung 8.14: Longitudinale Kickerstruktur (Maßstab 1:5.2)

Mit der Gesamtlänge von 310 mm wird den begrenzten Platzverhältnissen im Speicherring Rechnung getragen. Die Länge des Resonators ergab sich aus Berechnungen der Shuntimpedanz und der Güte des Resonators mit dem Programm MAFIA. Dabei wurde von einer einfachen Pillbox-Kavität ausgegangen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.16 dargestellt.

Als günstigster Kompromiß zwischen hohem R_s/Q Wert und Gesamtabmessung ergab sich eine Resonatorlänge von 72 mm. Für die Zentralfrequenz f_z gilt [63]:

$$f_z = (p \pm 0.25)f_{Hf}. \quad (8.7)$$

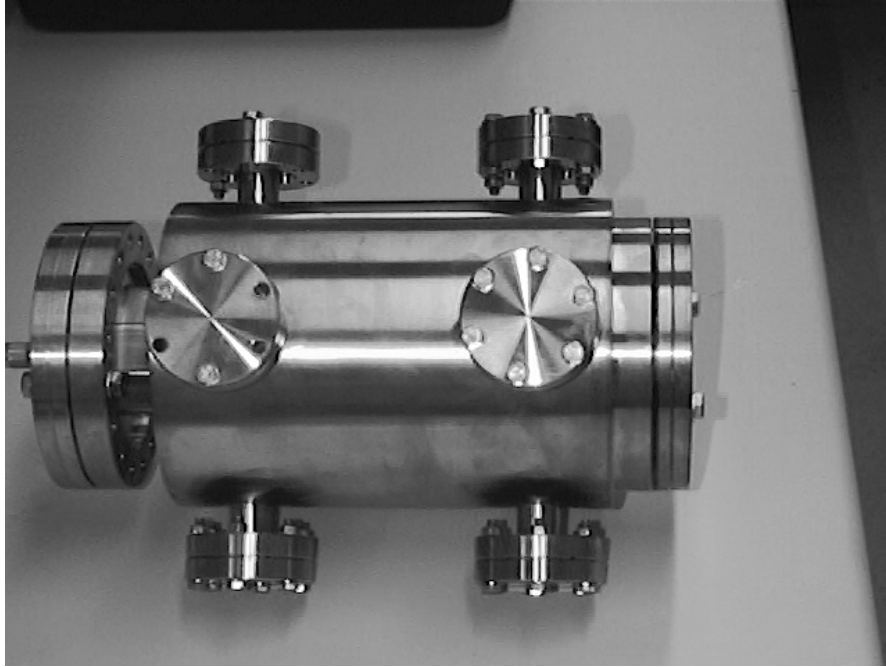


Abbildung 8.15: Äußere Struktur des LFB-Kickers

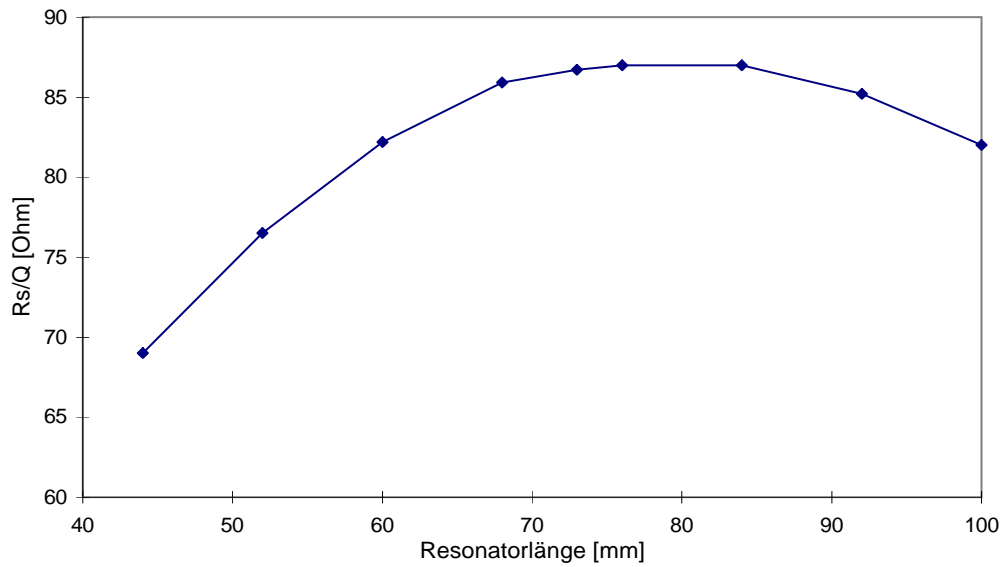


Abbildung 8.16: R_s/Q als Funktion der Resonatorlänge (MAFIA-Simulation)

p ist hierbei eine ganze positive Zahl. Für die Zentralfrequenz ergibt sich dann bei $p=3$

$$f_z \approx 1375 \text{ MHz.} \quad (8.8)$$

Daraus ergibt sich ein Resonatorradius von 83 mm.

Die erforderliche Bandbreite f_{BW} des Kickers von

$$f_{BW} = 0.5 f_{Hf} = 250 \text{ MHz} \quad (8.9)$$

wurde durch die Anordnung von 8 Wellenleitern mit anschließenden keramischen 7/8 Zoll-Durchführungen erreicht. Diese koppeln gleichzeitig auch einen großen Anteil des HOM-Spektrums aus. Der erwartete R_s/Q Wert von 87 Ohm für eine Pillbox-Kavität bei 1375 MHz und eine belastete Güte von

$$Q_L = \frac{f_z}{f_{BW}} = 5.5 \quad (8.10)$$

ergibt eine rechnerische Shuntimpedanz von:

$$R_s = 2Q_L(R/Q)_{Mafia} = 957 \text{ } \Omega. \quad (8.11)$$

8.9.2 Computersimulation der Geometrie

Die Simulation der Streumatrixparameter der Kickerstruktur wurde mit Hilfe des 3D-Programms HFSS durchgeführt. Dieses Programm erlaubt die theoretische Modellierung von Resonatoren mit extern eingekoppelter Leistung. Dabei wird eine Netzwerkanalyse der Eingabesymmetrie durchgeführt. Als Ergebnis wird die Streumatrix in Bezug auf die vorher definierten Eingabe- und Ausgabeanschlüsse berechnet. Bild 8.17 zeigt das Modell des Kickers, welches aus Symmetriegründen durch 1/8 des Gesamtvolumens beschrieben werden kann. Dabei repräsentiert die geschlossene Struktur die Hohlräume des Kickers.

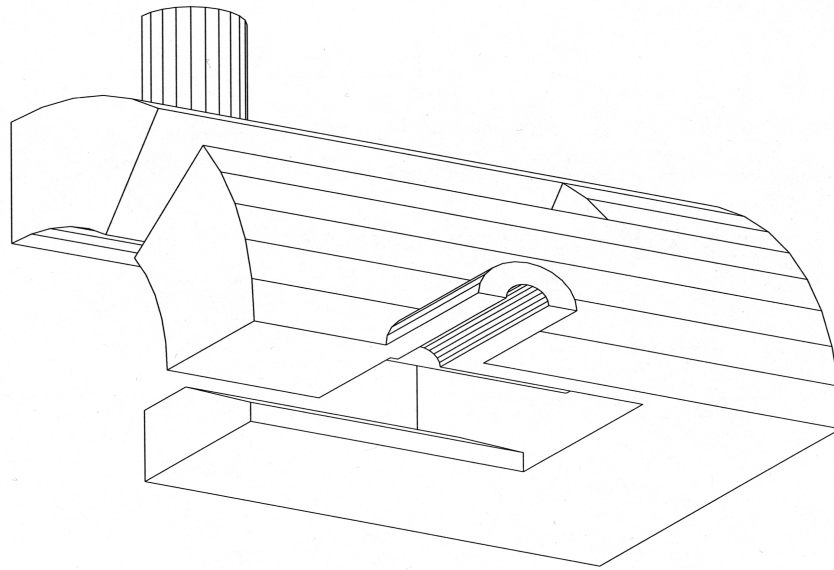


Abbildung 8.17: HFSS-Modell zur Beschreibung von 1/8 der Gesamtgeometrie des LFB-Kickers

Von besonderem Interesse war die Optimierung der Wellenleitergeometrie, um Reflexionen der Hf-Leistung zu minimieren. Das Bild 8.18 zeigt das für diese Simulation verwendete Modell.

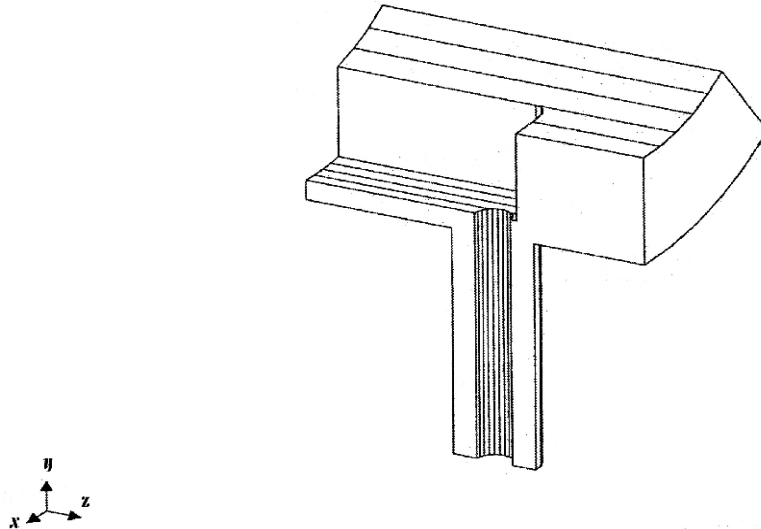


Abbildung 8.18: Koaxial-Wellenleiterübergang zur Einkopplung der Hf-Leistung in die Kickerstruktur; die geschlossene Struktur stellt die Hohlräume dar.

Durch eine Vielzahl von Simulationen bei Variierung verschiedener geometrischer Parameter wurde ein Modell gefunden, bei dem der Streuparameter S_{11} des Wellenleiter-Koaxialüberganges minimal wird. Dessen Frequenzgang ist in Abbildung 8.19 dargestellt und zeigt, daß im relevanten Frequenzbereich maximal 4 % der eingekoppelten Leistung reflektiert werden (reflektierte Leistung $\sim S_{11}^2$).

Der Wellenleiterkamm ist am Einkoppelende abgerundet und mit dem Innenleiter der Vakuumdurchführung verbunden. Mit dem hinter dem Wellenleiter liegenden Resonator kann das Minimum des Parameters S_{11} der Leistungseinkopplung zentriert werden.

Den Frequenzgang für die Grundmode zeigt Abbildung 8.20. Die erreichte Bandbreite beträgt etwa 270 MHz, wobei die Zentrumsfrequenz bei 1380 MHz liegt.

Der etwas unsymmetrische Verlauf des S_{12} -Parameters über der Frequenz ist mit dem frequenzabhängigen Einkoppelverhalten aus Abbildung 8.19 zu erklären.

8.9.3 Berechnung der Shuntimpedanz

Eine der wichtigsten Größen zur Charakterisierung des Kickers stellt die Shuntimpedanz dar. Zur Berechnung dieser Größe kann man Definition (8.5) umschreiben als

$$R_s = \frac{(\int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z) \exp(i[\omega z/c - \theta_z(z)]) dz)^2}{2P_{Amp}}. \quad (8.12)$$

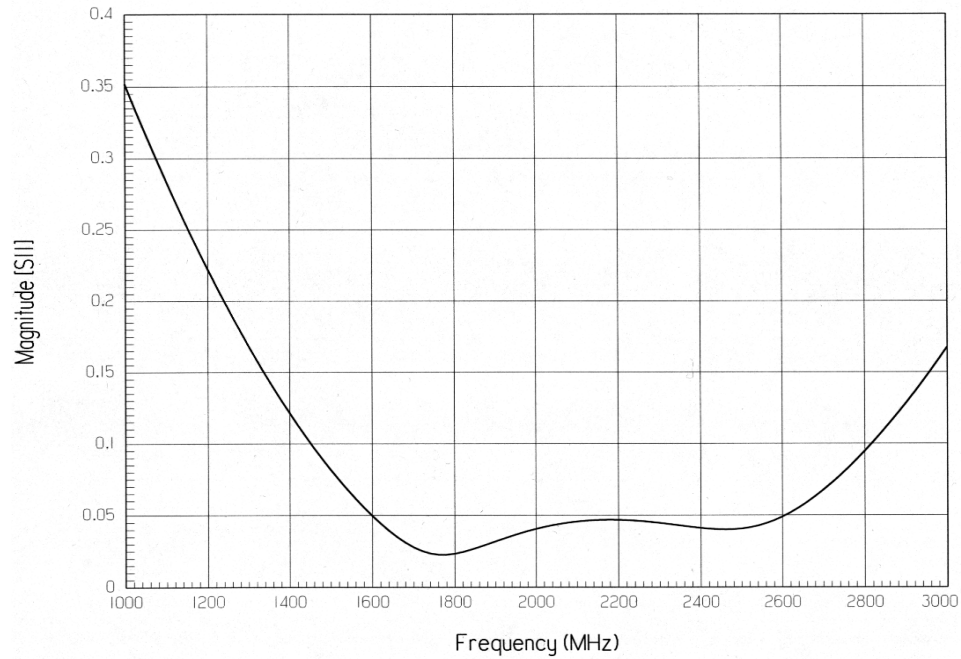


Abbildung 8.19: Streuparameter S_{11} des Wellenleiterübergangs als Funktion der Frequenz

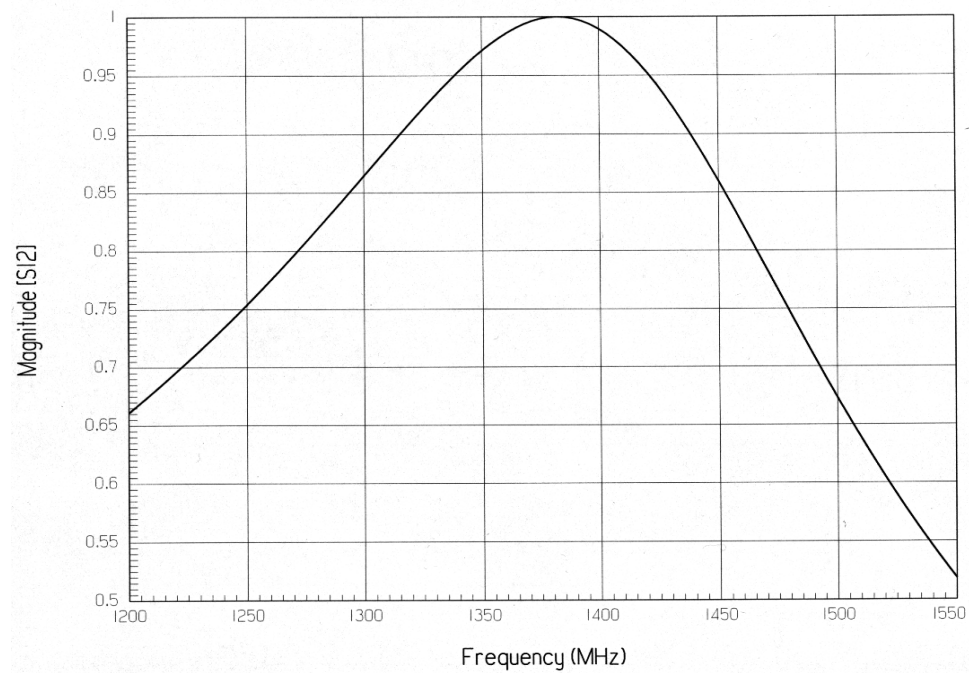


Abbildung 8.20: Streuparameter S_{12} der Grundmode bei 1380 MHz

Dabei sind $E_z(z)$ und $\theta_z(z)$ die Amplitude und die Phase der elektrischen Feldkompo-

nente entlang der Mittelachse über die gesamte Länge L des Kickers. Beide Komponenten können aus HFSS durch folgende Beziehung berechnet werden [73]:

$$E_z(z) = \sqrt{E_z^2(z, \omega t = 0) + E_z^2(z, \omega t = \pi/2)} \quad (8.13)$$

$$\theta_z(z) = \arctan\left(\frac{E_z(z, \omega t = \pi/2)}{E_z(z, \omega t = 0)}\right). \quad (8.14)$$

Die Abbildung 8.21 zeigt die nach Gleichung (8.12) berechnete Shuntimpedanz.

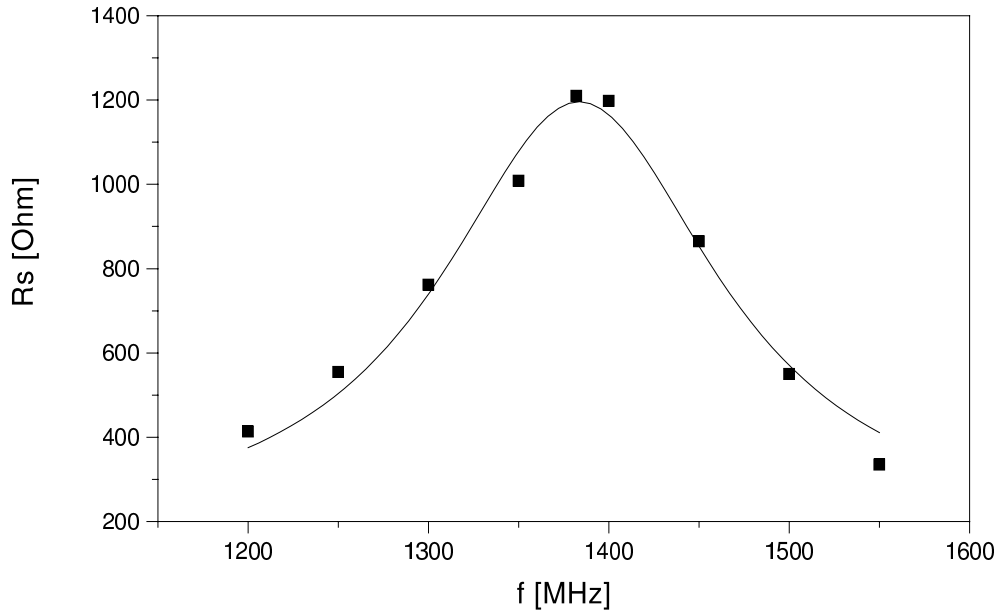


Abbildung 8.21: Shuntimpedanz berechnet aus der longitudinalen E -Feldkomponente der HFSS-Simulation; Punkte entsprechen berechneten Werten durch HFSS; Kurve repräsentiert eine an die Daten angepaßte Lorentzfunktion

Die so bestimmte maximale Shuntimpedanz von $R_s = 1190 \, \Omega$ liegt etwas über dem erwarteten Wert von Gleichung (8.11). Um die Zuverlässigkeit der obigen Rechnung zu überprüfen, wurde die Kopplungsimpedanz Z_c durch Anregung der Cavity mit Hilfe eines 3 mm starken Drahtes auf der Mittelachse des Kickers berechnet. Die Shuntimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz ist dann gegeben durch [74]:

$$R_s(\omega) = 2Z_c(\omega) = 4Z_0 \left[\frac{1}{S_{12}(\omega)} - 1 \right]. \quad (8.15)$$

Der Streuparameter S_{12} ist hierbei der Transmissionskoeffizient zwischen den beiden Koaxialenden der Vakuumkammer mit der typischen Impedanz Z_0 . Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 8.22 dargestellt.

Deutlich wird eine Frequenzverschiebung der Zentralfrequenz um 220 MHz auf 1600 MHz, die durch die Störung des Feldes durch den eingebrachten Draht verursacht wird.

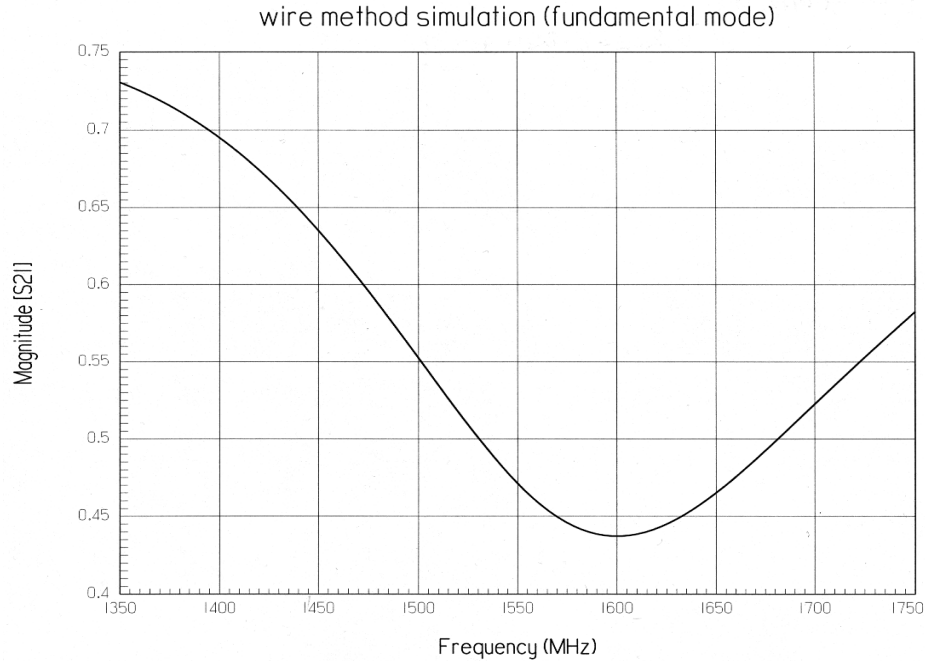


Abbildung 8.22: *Transmissionkoeffizient S_{12} der Grundmode bei Simulation eines 3 mm starken Drahtes auf der Mittelachse*

Der durch HFSS ermittelte charakteristische Widerstand Z_0 liegt bei 184.5 Ω . Somit ergibt sich nach Gleichung (8.15) eine Shuntimpedanz bei der Resonanzfrequenz von

$$R_s = 960 \Omega. \quad (8.16)$$

Dieser Wert entspricht dem theoretischen Wert aus Gleichung (8.11).

Der berechnete Wert der Shuntimpedanz aus der Integration des elektrischen Feldes wird als zu optimistisch eingeschätzt. Die Abweichung dieses Wertes mag ihre Ursache in der Rechengenauigkeit von HFSS bei der Berechnung der Feldkomponenten auf der Strahlachse haben. Als Konsequenz wird im Folgenden der eher konservative Wert für R_s von 960 Ω angenommen.

8.9.4 Die Berechnung höherer Moden in der Kickerstruktur

Eine wesentliche Aufgabe bei der Bestimmung der charakteristischen Größen des longitudinalen Feedback-Kickers ist die Berechnung des Spektrums der HOM's. Da die Genauigkeit der Berechnung des 3D-Simulators zunimmt, je kleiner der zu betrachtende Frequenzbereich ist, wurde zur Bestimmung von möglichen Resonatorfrequenzen höherer Moden von MAFIA-Rechnungen ausgegangen. Die 2D-Simulationen waren speziell nützlich, um die azimuthale Periodizität der Moden zu erkennen, während die 3D-Berechnungen einen genaueren Hinweis auf die Frequenz der entsprechenden Eigenmoden lieferten. Mit HFSS wurde dann der Frequenzbereich, in dem Moden vermutet wurden, systematisch nach Resonanzen abgesucht. Die exakte Identifikation der so ge-

fundenen Moden erfolgte über eine Analyse des Feldverlaufes. Die charakteristischen Monopolmoden und Dipolmoden sind in Tabelle 8.3 und 8.4 zusammengefaßt.

	Mafia-2D		Mafia-3D		HFSS		
Mode	f [MHz]	$\frac{R}{Q_{2D}}$ [Ω]	f [MHz]	$\frac{R}{Q_{3D}}$ [Ω]	f [MHz]	Q_H	$R_s = \frac{R}{Q_{3D}} Q_H$ [Ω]
0	1395.2	92	1405.8	86.9	1382	5.1	887 ($2R_s$ (siehe Gl. 8.11))
1	2512.2	13.9	2518.5	13.9	2608	7.1	99
2	3219.9	4.1	3231.1	2.6	3257	65	169
3	3869.2	18.9	3872.5	13.6	3849	149	2026
4	4393.0	2.5	4379.7	2.6	4195	32	83
5	5021.0	0.1					

Tabelle 8.3: Monopolmoden des longitudinalen BESSY-II-Kickers

	Mafia-2D		Mafia-3D		HFSS		
Mode	f [MHz]	$(\frac{R}{Q})_{\perp,2D}$ [Ω]	f [MHz]	$(\frac{R}{Q})_{\perp,3D}$ [Ω]	f [MHz]	Q_H	$R_s = \frac{R}{Q_{\perp,3D}} Q_H$ [Ω]
1	2182.6	8.3	2190.5	4.32	2176	15	64.8
			2082.8		2062	18	77.8
2	2298.4	0.12	2279.7	0.07	2257	30	2.1
			2108.0		2085	97	6.8
3	2977.0	6.72	2968.4	3.3	3019	18	59.4
4	3683.0	0.003					
5	3969.0	1.09					

Tabelle 8.4: Dipolmoden des longitudinalen BESSY-II-Kickers

Der transversale Faktor $(R/Q)_{\perp}$ in Tabelle 8.4 wurde dabei berechnet nach:

$$\left(\frac{R}{Q}\right)_{\perp} = \frac{c|\text{grad}_{\perp} \int E_z \exp(i\omega z/c) dz|^2}{2\omega^2 W} = \frac{V_{\perp}^2|_{\Delta u=1cm}}{2\omega W}. \quad (8.17)$$

W ist die gespeicherte Energie in der entsprechenden Feldverteilung und ω ist die Resonanzfrequenz der Mode, c ist die Lichtgeschwindigkeit. Das Integral der longitudinalen elektrischen Feldkomponente wurde hierbei 1 cm neben der Strahlachse gebildet. Die Dipolmoden 3, 4 und 5 werden nur in einer Polarität angegeben, da auf Grund der unterschiedlichen Grenzfrequenzen in transversaler Richtung nur eine Polarität erhalten bleibt. Die Abbildungen E.1 und E.2 im Anhang E zeigen den Transmissionskoeffizienten S_{21} für die identifizierten Monopol- und Dipolmoden.

Die Monopolmode Nr. 5 der 2D-Mafia-Rechnung aus Tabelle 8.3 konnte in der 3-dimensionalen Simulation (Mafia und HFSS) nicht gefunden werden. Die Zentrumsfrequenz liegt so nahe an der Grenzfrequenz der Vakuumkammer, daß sich der Feldverlauf weit in die Kammer erstreckt und die Mode stark gedämpft wird.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß alle auftretenden Moden sehr gut gedämpft sind. Die größte Shuntimpedanz ist der longitudinalen Mode Nr. 3 mit $R_s < 3 \text{ k}\Omega$ zuzuordnen. Sämtliche HOM's sind somit vernachlässigbar klein im Vergleich zu den gemessenen HOM's der Beschleunigungsresonatoren. Dipolmoden wurden nur bis zur Mode Nr. 3 untersucht, weil alle höheren Ordnungen vernachlässigbar kleine Werte für $(R/Q)_\perp$ aufweisen. Somit ist eine starke Strahlanregung durch diese Moden nicht zu erwarten.

8.9.5 Leistungsaufnahme des Kickers durch den Elektronenstrahl

Der longitudinale Kicker wird über 4 Wellenleiter (siehe Abb.8.14) einseitig mit maximal 220 Watt betrieben. Die Leistung wird dabei gleichmäßig auf die 4 Eingänge aufgeteilt. Zur Dimensionierung der Vakuumdurchführungen und zum Schutz des Verstärkers gegen zu große reflektierte Leistung wurde die Leistung berechnet, die der Strahl über den Kicker einkoppelt. Die Gesamtleistung wird dabei berechnet nach [54]:

$$P_G = \sum_n \frac{1}{2} \text{Re}[Z_c(\omega_n)] I_n^2. \quad (8.18)$$

I_n ist das Stromspektrum für eine gegebene Anzahl von Teilchenpaketen bei festem Gesamtstrom. $Z_c(\omega_n)$ ist die Kopplungsimpedanz der longitudinalen Moden.

Die so zu ermittelnde Leistung ist für die Gesamtströme $I_G=200 \text{ mA}$ und $I_G=400 \text{ mA}$ in Tabelle 8.5 dargestellt.

I_G	Grundmode	1.HOM	2.HOM	3.HOM	4.HOM	Gesamtleistung
200 mA	35.5	8.9	4.8	13.0	3.2	65.4
400 mA	142.0	35.4	19.1	52.2	12.8	261.5

Tabelle 8.5: Strahlinduzierte Leistung in Watt im BESSY-II-Kicker bei 320 gefüllten Hf-Potentialmulden und einer Lücke von 80 Potentialmulden

Der Resonator ist ein richtungsunabhängiger Leistungsteiler und koppelt bei einem Gesamtstrom von 400 mA somit etwa 130 Watt über die 4 Wellenleiter auf den Verstärker zurück. Davon liegen etwa 70 Watt innerhalb des spezifizierten Frequenzganges des Verstärkers. Zirka 60 Watt entstehen im Frequenzbereich von 2-5 GHz. Da der Verstärker innerhalb der spezifizierten Bandbreite bis zu 100 % der Ausgangsleistung an reflektierter Leistung aufnehmen kann, wurde zunächst während der Inbetriebnahme auf einen Einsatz von Zirkulatoren zur Auskopplung reflektierter Leistung verzichtet. Auf Grund der unsymmetrischen Füllung im BESSY-II-Speicherring kommt es jedoch zu einem anderen Stromspektrum als bei der Simulation angenommen. Das

führte dazu, daß der Einbau von Zirkulatoren notwendig wurde, um ein automatisches Abschalten des Verstärkers auf Grund zu großer rückgekoppelter Leistung zu verhindern. Die vier Ausgänge der Cavity werden mit $50\ \Omega$ 100 W Lasten abgeschlossen.

8.10 Die Datenaufnahme

Die LFB-Systemsoftware kann in drei Ebenen gegliedert werden.

Neben der graphischen Benutzeroberfläche laufen die VME- und VXI-Prozessoren unter dem Betriebssystem VxWorks. Beide Ebenen sind Teil des EPICS-Systems. Die unterste Hierarchie wird durch die DSP-Prozessoren gebildet, deren Programme in der entsprechenden Maschinsprache bzw. in C kodiert sind. Es gibt neben den eigentlichen Feedbackprogrammen (z.B. Filter) und Kontrollprogrammen auch die Gruppe der Programme, die eine Datenaufnahme und Analyse ermöglichen.

Das wohl am häufigsten verwendete Werkzeug zur Strahldiagnostik ist dabei eine triggerbare Aufzeichnung der Teilchenpaketooszillationen. Unter Ausnutzung der bereits beschriebenen Eigenschaften der Systembusverbindungen ist eine Speicherung und Auslese der durch den *downsampler* reduzierten Meßdaten von jedem DSP-Prozessor möglich, ohne dabei notwendigerweise die geschlossene Feedbackschleife unterbrechen zu müssen. Die Abbildung 8.23 zeigt den Ablauf und die programmierbaren Parameter dieser Anwendung.

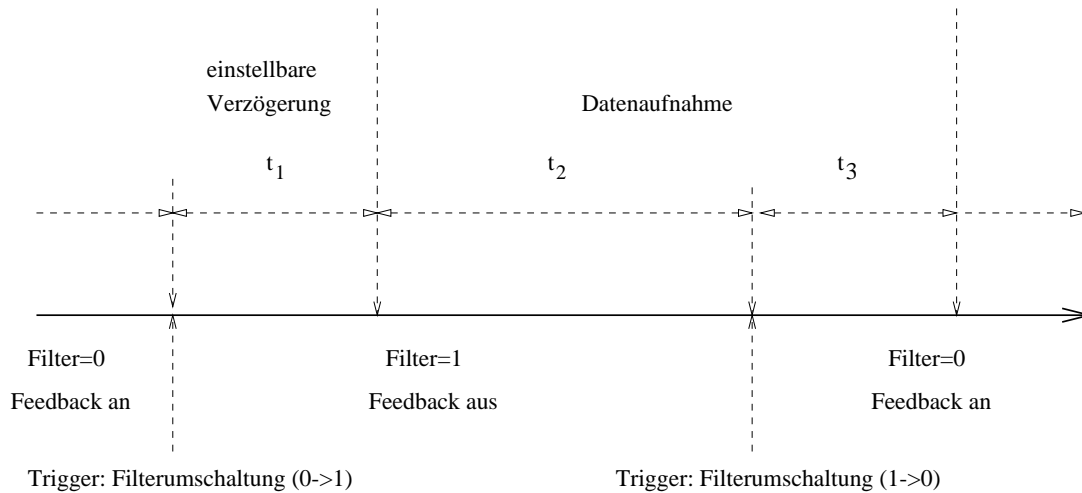


Abbildung 8.23: Ablaufsteuerung eines typischen Datenaufnahmeprogramms

Auf ein Triggersignal hin, welches entweder durch die Software oder durch externe Signale anderer Komponenten erzeugt wird, kann sowohl die Verstärkung als auch die Phase der entsprechenden Filterfunktion verändert werden. Im obigen Beispiel entspricht der Filter 0 einer geschlossenen Feedbackschleife bei gedämpftem Elektronenstrahl. Nach der ersten Ansprechschwelle erfolgt eine Umschaltung auf einen anderen in den DSP's geladenen Filter. Dabei stehen sieben in Phase und Amplitude beliebig programmierbare Koeffizientensets zur Auswahl. In den meisten Fällen wird hier ein Filter mit Nullamplitude gewählt, um nach einer bestimmten Einschwingzeit t_1 das natürliche Strahlverhalten abzuspeichern. Im Falle eines instabilen Elektronenstrahls läßt sich so die natürliche Anwachsrate der Oszillationsamplitude der Teilchenpakete messen. Ein zweiter Triggerpunkt schaltet nach der Zeit t_2 zurück auf den Originalfilter, um ab diesem Punkt die Feedbackschleife wieder zu schließen und den Dämpfungseffekt

fekt des LFB während der Zeit t_3 zu dokumentieren. Das Ende der Datenaufnahme ist durch die Speichergröße des RAM der DSP-Prozessoren vorgegeben. Im Falle von BESSY (bei einem typischen *downsampling*-Faktor von $j=29$) können Transienten von etwa 35 ms Länge aufgezeichnet werden. Auf Grund der Programmierbarkeit der Triggerpunkte t_1 und t_2 ist eine Optimierung der Datenanalyse für beliebige Transienten möglich. Die Daten können auf einer UNIX-Plattform abgespeichert und dann mit entsprechenden mathematischen und graphischen Methoden (hier wird vorzugsweise das Programmpaket MATLAB genutzt) ausgewertet werden.

8.11 Diagnostische Möglichkeiten des LFB

Auf der Basis der digitalisierten Datenverarbeitung und Speicherung bietet das LFB-System eine Vielzahl diagnostischer Anwendungen. Es gibt neben der Möglichkeit der reinen Auswertung gespeicherter Daten auch die Option der gezielten Beeinflussung der longitudinalen Dynamik aller bzw. ausgewählter Teilchenpakete. Auf diese Anwendungen wird im Folgenden noch näher eingegangen werden. Grundsätzlich machen vier Haupteigenschaften das LFB-System zu einem hervorragenden strahldiagnostischen Werkzeug:

- Die Phasendetektion liefert eine Messung der aktuellen Phasenlage für jedes im Speicherring umlaufende Teilchenpaket.
- Die DSP-Module erlauben das Abfragen gespeicherter Daten, ohne die Strahldynamik zu beeinflussen.
- Die Bandbreite der LFB-Endstufe erlaubt die unabhängige Manipulation aller Teilchenpakete.
- Eine Synchronisationseinheit kann Triggersignale für jedes gewünschte Teilchenpaket bereitstellen und ermöglicht damit beispielsweise, ausgewählte Teilchenpakete gesondert zu beeinflussen.

8.11.1 Die Systemdiagnose

Die Prozeduren, die unter dieser Überschrift zusammengefaßt werden, dienen der Verifizierung des Status verschiedener Module bzw. der Kalibrierung und dem Testen des LFB-Systems. So überwachen beispielsweise die lokalen Motorola MV166-Prozessoren kontinuierlich die untergeordneten DSP's. Fehlermeldungen werden dem Operator über die graphische Benutzeroberfläche zugänglich gemacht. Das gleiche gilt für die kontinuierliche Statusabfrage von Kontrollbits in den VXI-Modulen. Zusätzlich dazu besteht die Möglichkeit der Diagnose von Fehlfunktionen in den DSP's, dem Ringspeicher und dem *downsampler* durch in das System integrierte spezielle Diagnoseprogramme. Diese können im gestoppten Zustand des Systems gestartet werden.

Selbst für den Fall, daß kein Strom im Speicherring akkumuliert werden kann, ist eine Systemdiagnose durch ein vom lokalen Oszillator generiertes BPM-Signal durchführbar. Dieses Signal (mit Synchrotronoszillation) simuliert einen Teilchenpaketabstand

von 8 ns und erlaubt, sämtliche Komponenten bis hin zum Verstärker bzw. Kicker auf deren Funktionsfähigkeit zu testen.

Es gibt zwei wichtige Analyseprogramme, die durch die DSP's ausführbar sind. Das sogenannte *drive*-Programm nutzt die Prozessoren, um alle oder einzelne Teilchenpakete mit einer vom Operator wählbaren sinusförmigen Frequenz und Amplitude anzuregen. Dieses Programm hat sich als sehr effektiv bei der Inbetriebnahme des Systems zur zeitlichen Synchronisation von Teilchenpaketen und Kickeramplitude bewährt (siehe Abschnitt 8.12). Des Weiteren kann z.B. die Linearität der LFB-Endstufe getestet werden, indem das Kicksignal als Funktion der *drive*-Amplitude gemessen wird.

Eine zweite wichtige Diagnosemöglichkeit ist durch die variable Kennzeichnung eines ganz bestimmten Teilchenpaketes bzw. einer ganzen Gruppe gegeben. So können für diese ausgewählten Pakete beliebige andere Filterkoeffizienten geladen werden. Das ermöglicht beispielsweise die Dämpfung aller nicht gekennzeichneten Pakete durch das LFB, während die anderen Teilchenpakete auf Grund eines anderen Filteralgorithmus angeregt werden.

8.11.2 Die Strahldiagnose

Die Analyse von Strahleigenschaften geschieht durch die Auswertung der gespeicherten Daten jedes einzelnen Teilchenpakets. So ist neben der graphischen Darstellung der Oszillationsamplitude als Funktion der Zeit (Gesamtzeit der Datenspeicherung zirka 35 ms) auch eine detaillierte Analyse der Anstiegsraten und Dämpfungsraten des LFB für einzelne Schwingungsmoden möglich.

Bei der Analyse der Daten durch Programme, die auf der Programmiersprache MATLAB basieren, kann beispielsweise für jedes Zeitintervall mit Hilfe einer diskreten Fourieranalyse das Frequenzspektrum des Strahls bestimmt werden. Stellt man dieses Spektrum in zeitlicher Abfolge dar, so läßt sich daraus das Verhalten aller Moden im gesamten gespeicherten Zeitbereich charakterisieren. Für entsprechende Meßergebnisse sei auf den Abschnitt 8.12 verwiesen. Diese Art der Messung erfordert allerdings eine kurzzeitige Öffnung der Feedbackschleife, was während des Nutzerbetriebs des Speicherringes nicht erwünscht ist. Aber selbst aus den gespeicherten Daten ohne Öffnung der Feedback-Schleife sind noch wertvolle Informationen über das Strahlverhalten ableitbar. So können Quellen der Strahlanregung auf Grund der Messung von Amplitude und Frequenz nicht unterdrückter Schwingungsmoden diagnostiziert werden. Wie im Folgenden gezeigt werden wird, stellt beispielsweise das Hf-System bei BESSY eine potentielle Quelle longitudinaler Strahlanregung dar.

Neben diesen Hauptaspekten der Datenanalyse wurden vor allem von der Feedbackgruppe am SLAC viele weitere Applikationen entwickelt. So können sehr schnell Messungen der Ladungen einzelner Teilchenpakete [75], der synchronen Phase oder der Impedanz [76] des Speicherringes erfolgen. Des weiteren kann beispielsweise die Synchrotronstrahlungsdämpfungszeit [77] unmittelbar gemessen werden. Ein Teil dieser Applikationen kam auch bei der Inbetriebnahme des LFB-Systems bei BESSY zur Anwendung. Beispiele der Datenauswertung sind im folgenden Abschnitt dargestellt.

8.12 Inbetriebnahme und erste experimentelle Erfahrungen

Die Inbetriebnahme des LFB erfolgte ab Juni 1999 und untergliederte sich in mehrere Phasen, die durch die Betriebszyklen der Beschleunigeranlage vorgegeben wurden. So konnte der Einbau von Komponenten (Kicker, Verkabelung, etc.) nur in den Perioden erfolgen, in denen die Anlage abgeschaltet war.

Diverse Tests der Software waren nicht auf einen bestimmten Betriebsmodus des Speicherrings angewiesen. Fast alle Komponenten des Feedbacksystems wurden im ersten Abschnitt ohne eine Beeinflussung des Elektronenstrahls durch den Kicker getestet. Nach erfolgreicher Verifizierung der Funktionsweise aller Module erfolgte die Abstimmung des Systems mit Hilfe des Elektronenstrahls. Während dieser zeitlich begrenzten Perioden, in denen der Speicherring für beschleunigerphysikalische Untersuchungen zur Verfügung stand, lag der Schwerpunkt der Inbetriebnahme bei folgenden Punkten:

- zeitliche Abstimmung des Meßsignals auf die Taktfrequenz des ADC
- zeitliche Abstimmung des Korrekturkicks auf das entsprechende Teilchenpaket
- Ermittlung der korrekten Filterphase.

Auf diese Prozeduren soll im Folgenden näher eingegangen werden.

8.12.1 Die Abstimmung der Phasendetektion

Voraussetzung für eine optimale Detektion der Synchrotronbewegung eines jeden Teilchenpakets ist es, den Zeitpunkt der Digitalisierung durch den ADC (500 MHz Taktfrequenz) auf das ankommende Meßsignal abzustimmen. So hat der durch den *comb*-Generator erzeugte Signalpuls eine Länge von etwa 1.3 ns (siehe Abb.8.7). Das durch den Mischer generierte Phasensignal des Elektronenpakets kann somit nur dann mit minimalen Verlusten an die DSP's weitergeleitet werden, wenn die Digitalisierung durch den ADC innerhalb dieser Pulslänge erfolgt. Zur Feinabstimmung wird dabei der FIR-Filter des LFB als Verstärker des Meßsignals benutzt, und die Signalstärke des Korrektursignals wird mit Hilfe eines Spektrumanalysators⁷ als Funktion des Setzwertes einer variablen Verzögerungseinheit zwischen dem Phasendetektor und dem ADC ausgewertet. Dabei kann die Verzögerungseinheit in einem Intervall von 10.23 ns mit einer Schrittweite von 10 ps verfahren werden. Die Abbildung 8.24 zeigt die gemessene Signalamplitude der Synchrotronschwingung von 3 aufeinanderfolgenden Teilchenpaketen.

Von einer optimalen Synchronisation des Meßsignals und der Taktrate des ADC ist an den Maxima der Amplitude auszugehen. Dabei ist es unerheblich, welches der im Abstand von 2 ns auftretenden Maxima gewählt wird.

8.12.2 Die zeitliche Abstimmung des Korrekturkicks

Als ein weitaus problematischerer Abschnitt bei der Inbetriebnahme des Systems stellte sich die zeitliche Überlagerung des Korrekturkicks mit dem Durchflug des entsprechenden Teilchenpakets durch den Kicker heraus, da die entwickelten automatischen

⁷Modell: Stanford Research SR 770 FFT

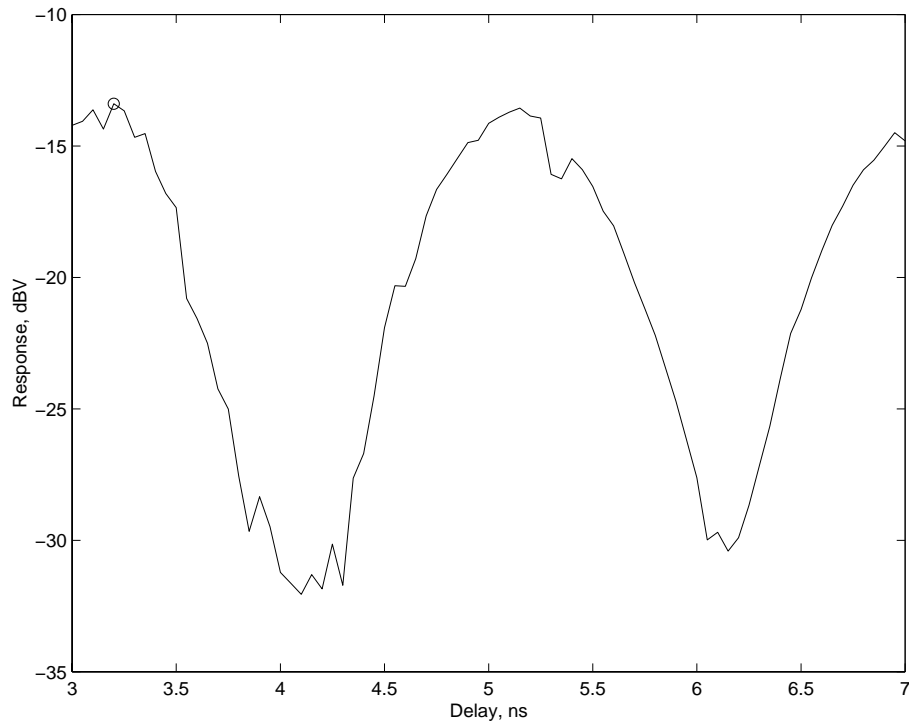


Abbildung 8.24: Gemessene Signalamplitude der Synchrotronschwingung bei einem Durchstimmbereich der Verzögerungsleitung von 4 ns

Analyseprogramme auf einen Einzelpaket-Betriebsmodus der Speicherringanlage abgestimmt sind. Dieser Modus stand während der ersten Phase der Inbetriebnahme nicht zur Verfügung.

Um trotzdem das LFB in Betrieb nehmen zu können, wurde die Eigenschaft der Phasendetektion ausgenutzt, ein Meßsignal proportional zur Phasenabweichung multipliziert mit dem Einzelpaketstrom zu generieren. So können charakteristische Füllungsmuster, die beispielsweise durch Ladungsreduktion einzelner Teilchenpakete auf Grund von Instabilitäten spontan entstehen, sowohl im Meßsignal als auch im Korrektursignal wiedergefunden werden.

Damit war es möglich, mit Hilfe eines vom Kicker abgeleiteten Signals das von den Teilchenpaketen induzierte Signal und das vom Kicker übertragende Korrektursignal auf einem Oszillographen⁸ darzustellen und mittels entsprechender Signalverzögerung zeitlich an Hand des erkennbaren Füllungsmusters zu überlagern.

Eine Grobabstimmung im Bereich einiger Nanosekunden konnte damit erreicht werden. Die Feinjustierung erfolgte dann durch manuelle Variation der Signalverzögerung.

Auch bei dieser Abstimmungsprozedur wird eine variable Verzögerungsleitung eingesetzt, die den Zeitpunkt des an dem Kicker ankommenden Signals mit einer Genauigkeit von 10 ps in einem Intervall von 10.23 ns bestimmt.

Kriterium für den richtigen Setzwert war die Beobachtung eines Dämpfungseffekts des

⁸Modell: HP 54750 A-50 GHz

instabilen Elektronenstrahls mit Hilfe eines Spektrumanalysators⁹. Die Abbildung 8.25 zeigt ein Beispiel eines solchen Strahlspektrums über einen Bereich von 3 GHz bis 3.25 GHz mit geschlossener bzw. offener Feedbackschleife.

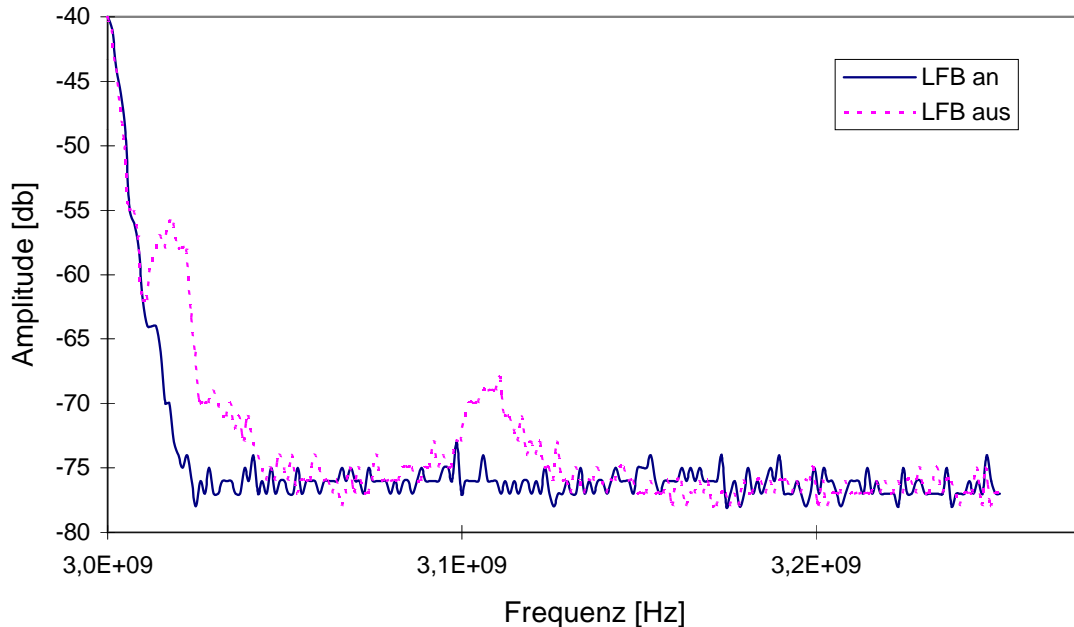


Abbildung 8.25: Strahlspektrum bei angeregtem bzw. gedämpftem Elektronenstrahl zur Dokumentation des Dämpfungseffektes durch das LFB

Nachdem ein *single bunch*-Betriebsmodus bei BESSY-II verfügbar war, konnte der gefundene Setzwert mit Hilfe der programmierbaren automatischen Detektionsroutine verifiziert werden.

Im ersten Schritt werden dabei die Daten einer Phasenmessung aller 400 möglichen Teilchenpakete ausgewertet. Somit kann das einzelne im Ring umlaufende Teilchenpaket identifiziert und die vom System zugeordnete Nummer dieses Paketes bestimmt werden. In der zweiten Phase wird das bereits erwähnte *drive*-Programm genutzt, welches eine sinusförmige Anregung eines Teilchenpakets (Länge 2 ns) mit einer frei wählbaren Frequenz generiert. Diese Anregung wird über den Kicker auf das Teilchenpaket übertragen und ist nur dann optimal, wenn gerade der Kickerpuls und der Durchflug des Elektronenpakets durch den Kicker übereinstimmen. Die Effektivität der Impulsübertragung wird durch eine Messung der Anregungsamplitude bei der gewählten Anregungsfrequenz als Funktion des Setzwertes der Verzögerungsleitung bestimmt. Die Abb.8.26 zeigt das Ergebnis dieser programmierbaren Abstimmungsprozedur über einen Bereich von 6 ns.

Die maximale Anregung bei etwa 5.7 ns wird somit als optimaler Setzwert der Verzögerungsleitung angenommen. Die Struktur der Funktion mit Maxima im Abstand von etwa 360 ps entspricht der Beeinflussung durch den Kicker mit der Zentralfrequenz von

⁹Modell: HP 8596E

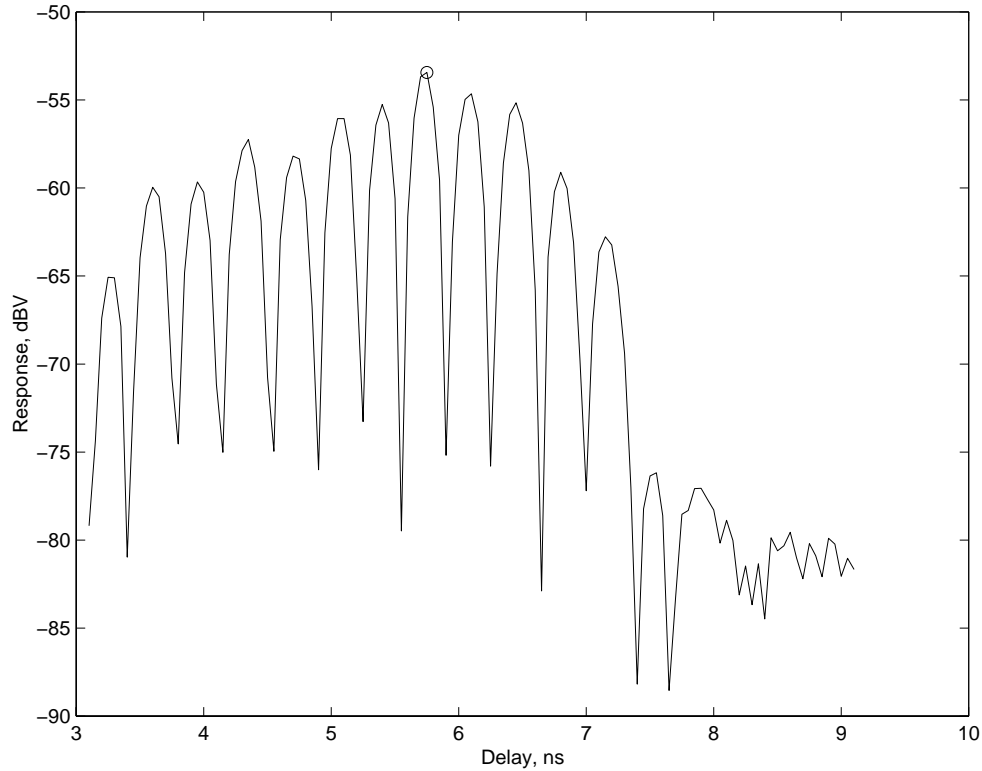


Abbildung 8.26: Antwortfunktion der Einzelpaketanregung bei zeitlicher Variation des Korrekturkicks über einen Bereich von 6 ns

1.375 GHz (siehe Abb.8.12), da das Elektronenpaket sowohl durch positive als auch negative Kickamplituden angeregt wird. Die Detektion durch den Spektrumanalysator ist auf beide Anregungsamplituden gleichermaßen sensitiv.

Der unsymmetrische Gesamtverlauf der Funktion ergibt sich aus der Füllzeit (t_F) bzw. Abklingzeit (t_A) des verwendeten Kickers:

$$t_{F,A} = \frac{2Q}{\omega} = 1.3 \text{ ns.} \quad (8.19)$$

Hierbei ist $Q=5.5$ die Güte und $\omega=1.375$ GHz die Resonanzfrequenz des Kickers. Somit ist die Anregung des Elektronenpakets über einen Bereich von 2 ns hinaus zu erklären.

8.12.3 Die Ermittlung der korrekten Filterphase

Ein dritter wichtiger Einstellparameter ist die durch den digitalen Filter generierte Phasenlage des Korrektursignals. Auf Grund der endlichen Prozeßdauer des Filteralgorithmus sowie der dem Filter folgenden elektronischen Module und der zusätzlichen Verzögerung durch die Verkabelung, muß die durch den Filter generierte Phase des Korrektursignals so programmiert werden, daß der Phasenvorschub am Kicker gerade 90° beträgt. Damit wird gewährleistet, daß das Feedback nur eine resistive Komponente aufweist und damit die Amplituden der Synchrotronseitenbänder beeinflusst

werden, nicht aber deren Frequenzen. Bei nicht optimal eingestellter Filterphase entsteht zusätzlich eine reaktive Komponente. Betrachtet man die Phase einer angeregten Mode während des Umschaltens zwischen offener und geschlossener Feedbackschleife, so kann daraus die optimale Filterphase ermittelt werden. In diesem Fall bleibt der Anstieg der Phasenkurve gleich, während im anderen Fall eine Änderung des Anstiegs sichtbar wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 8.27 dargestellt.

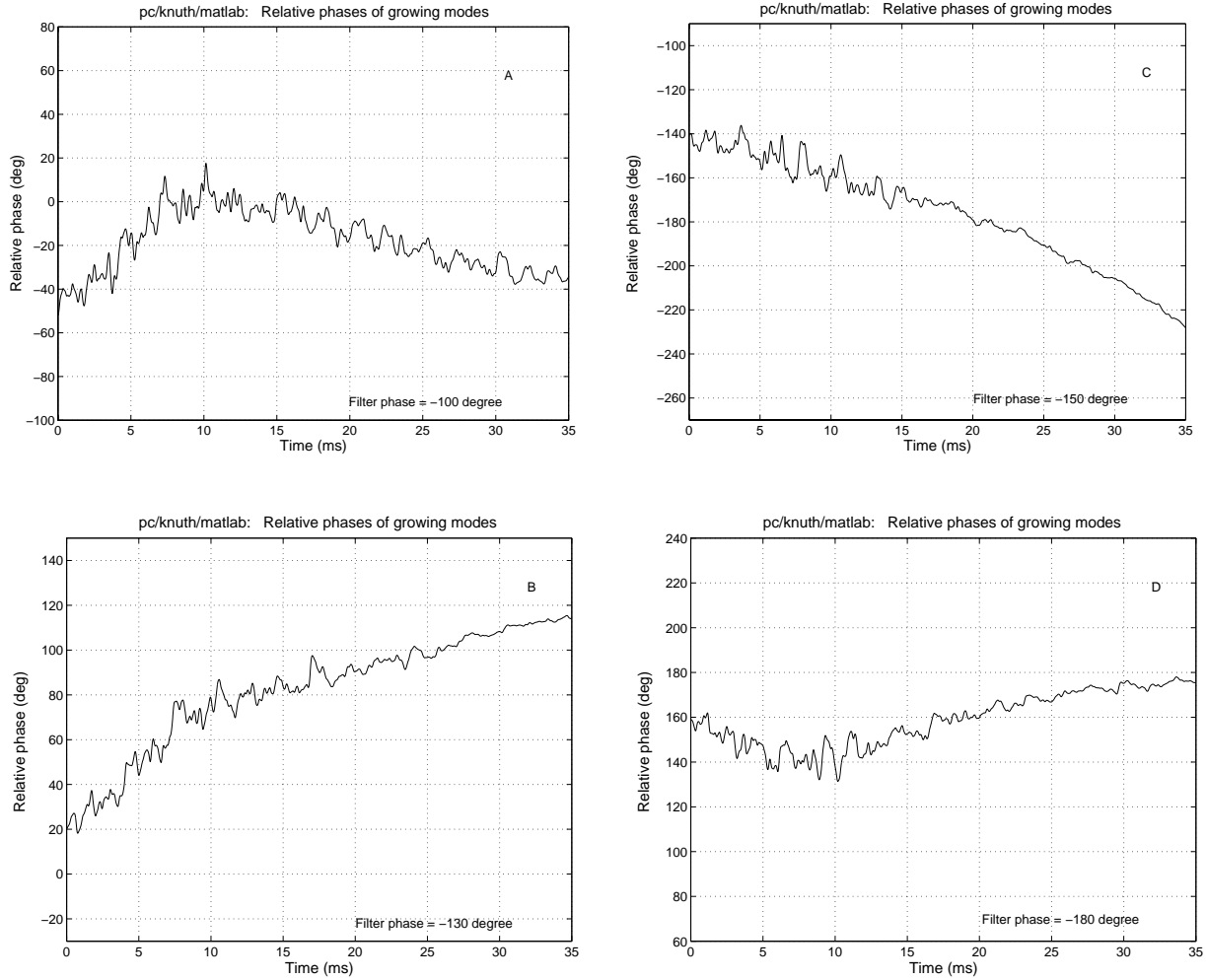


Abbildung 8.27: Relative Phase der Mode $n=396$ bei 4 Setzwerten der FIR-Filterphasen ($A=-100^\circ$, $B=-130^\circ$, $C=-150^\circ$, $D=-180^\circ$)

Dabei ist die Phase der Mode $n=396$ auf ein fiktives oberes Synchrotronseitenband normiert, um kleine Unterschiede im Anstieg der Phasenkurve deutlicher erkennbar zu machen.

Die Umschaltung zwischen ungedämpfter bzw. gedämpfter Strahloszillation erfolgte bei 10 ms und führt in drei dargestellten Fällen (A,B,D) zu einer Anstiegsänderung. Bei der optimalen Filterphase von -150° (Bild C) ist kein Einfluß einer reaktiven Feedbackkomponente detektierbar.

8.12.4 Meßergebnisse

Der folgende Abschnitt stellt einige Resultate von Messungen dar, die den Zustand des Elektronenstrahls mit offener und geschlossener Feedbackschleife dokumentieren. So ist beispielsweise eine Charakterisierung des Anregungszustandes durch die Darstellung der Synchrotronseitenbänder als Funktion der Frequenz möglich. Diese sind in Abbildung 8.28 und 8.29 dargestellt.

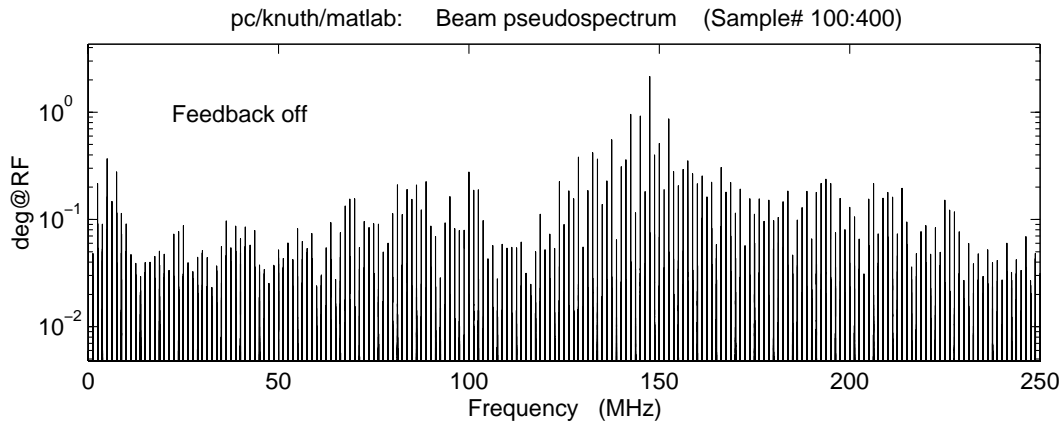


Abbildung 8.28: *Typisches Spektrum der oberen Synchrotronseitenbänder bei angelegten Modenschwingungen (LFB aus); $I=150$ mA*

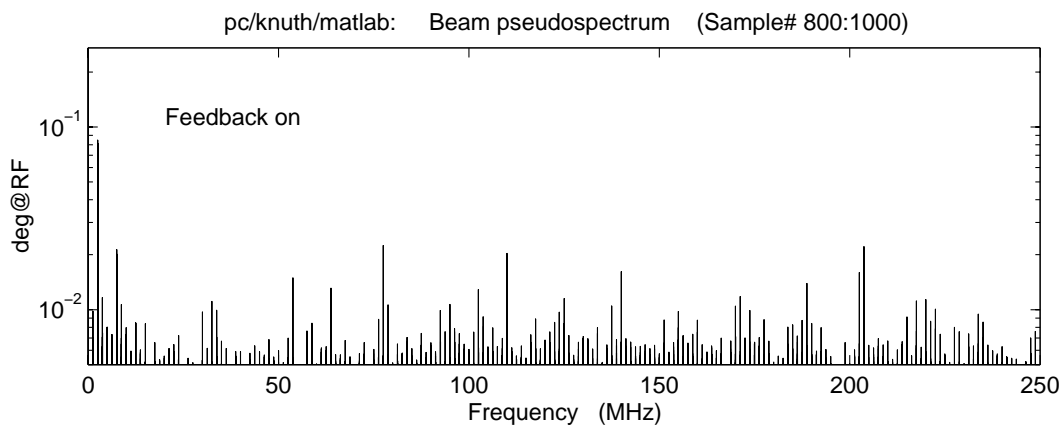


Abbildung 8.29: *Typisches Spektrum der Synchrotronseitenbänder bei gedämpften Modenschwingungen (LFB an); $I=150$ mA*

Dabei handelt es sich um ein sogenanntes Pseudospektrum des Elektronenstrahls, da nur der Bereich von etwa ± 42 kHz um die unterdrückten Umlaufharmonischen ausge-

wertet wird. In Abb.8.28 liegt das Maximum der Strahlanregung bei etwa 150 MHz. Als Quelle dieser Anregung konnte die erste longitudinale höhere Mode der vor kurzem in den Speicherring eingebauten harmonischen Hohlraumresonatoren identifiziert werden ($f_{(1.HOM)} \approx 2350$ MHz).

Die Abbildung 8.29 zeigt die Dämpfung aller Synchrotronseitenbänder durch das LFB und weist nur kleine Anregungsamplituden im Bereich niedriger Frequenzen auf. Die damit verbundene Oszillation der Teilchenpakete kann durch eine Datenaufnahme bei geschlossener Feedbackschleife nachgewiesen werden. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 8.30 gegeben.

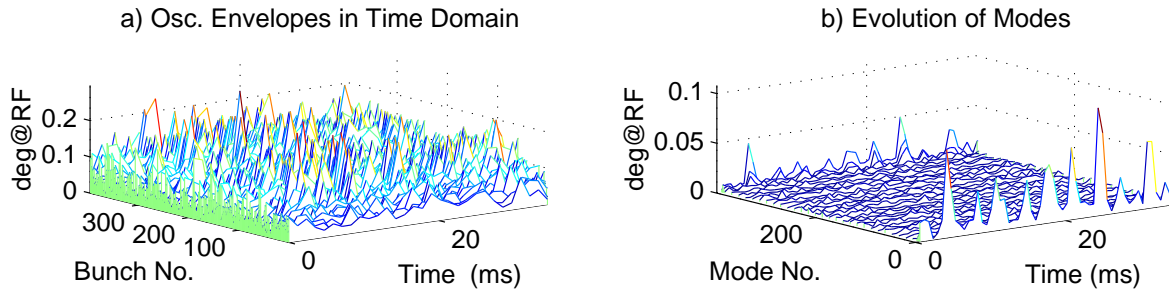


Abbildung 8.30: links: Einhüllende der Teilchenpaketschwingungen als Funktion der Teilchenpaketnummer; rechts: Modenspektrum; (LFB an); $I=200$ mA

Diese Art der Diagnostik erfolgt ohne Unterbrechung der Feedbackschleife und zeigt eine Anregung der Moden, deren Frequenzen nahe bei einem Vielfachen der Hf-Frequenz liegen. Eine weitergehende Auswertung der Meßdaten ergab eine Modulationsfrequenz von 300 Hz. Als Ursache konnte ein Phasenrauschen der Klystrons, welche in die Beschleunigungsresonatoren einkoppeln, ausgemacht werden.

Die Abbildung 8.31 dokumentiert weitere Möglichkeiten der Datenanalyse.

So ist im Teil A die Ladungsverteilung aller Teilchenpakete dargestellt. In dieser Grafik wird auch das Standardfüllmuster des Speicherringes sichtbar. Es besteht aus zwei Teilchenpaketzügen mit einer Länge von etwa 260 ns und zwei annähernd gleich großen Lücken von zirka 140 ns Länge. Der Teil B stellt die mittlere Phase multipliziert mit dem Teilchenpaketstrom (als Folge der Detektionstechnik) aller umlaufenden Teilchenpakete in Zählheiten des 8-bit-ADC dar. Die richtige Phasenlage des Referenzsignals des Detektorkreises kann damit überprüft werden. Mißt man diesen Mittelwert ohne gespeicherten Elektronenstrahl, so kann daraus der systematische Fehler des Phasendetektors bestimmt werden. Dieser beträgt etwa -10 Zählheiten. Eine Dejustierung der Referenzphase würde durch eine konstante Ablage der mittleren Teilchenposition deutlich werden.

Der Abschnitt C aus Abbildung 8.31 zeigt die synchrone Phase der Teilchenpakete, die durch Division der stromabhängigen mittleren Phase durch den Teilchenpaketstrom (und einen Kalibrierungsfaktor) berechnet wird. Die synchrone Phase variiert

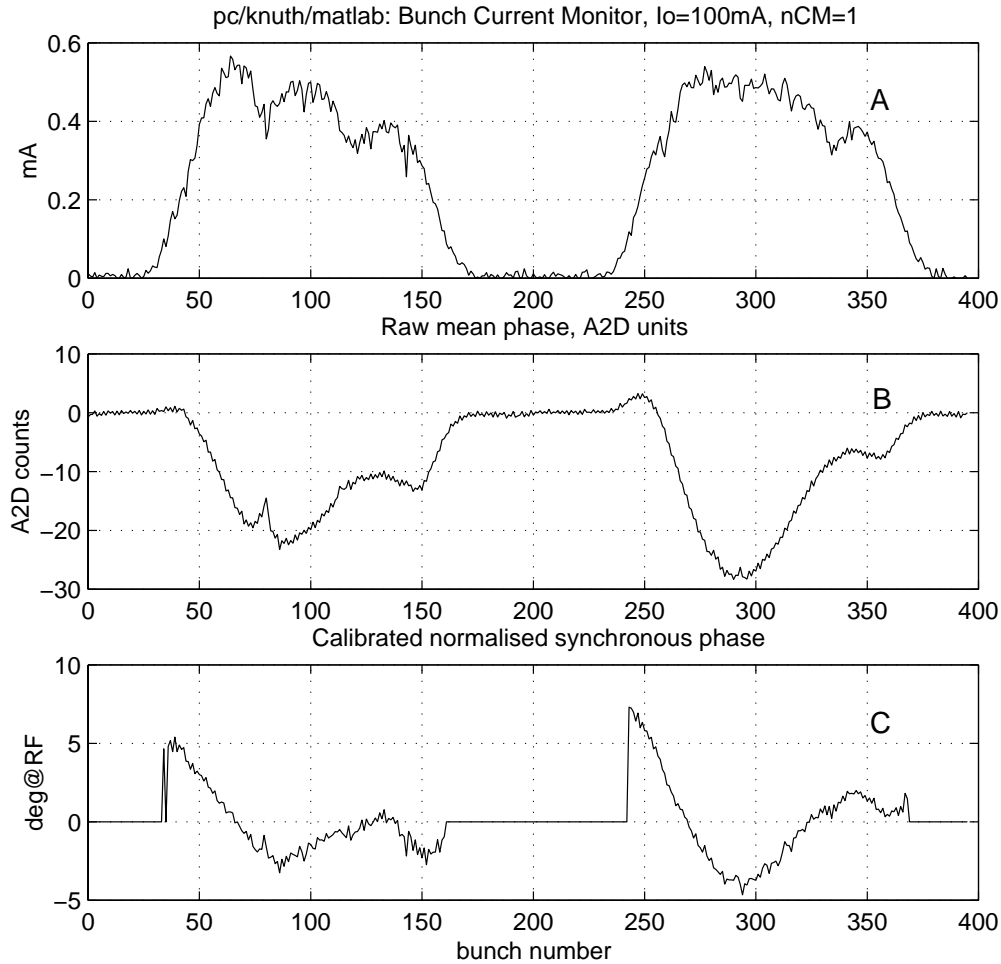


Abbildung 8.31: A) Teilchenpaketströme im Standardfüllmuster; B) Gemittelttes Phasensignal des Detektors in Einheiten des ADC; C) Synchrone Phasenvariation als Funktion der Teilchenpaketnummer; $I=100\text{ mA}$

von Teilchenpaket zu Teilchenpaket, wenn die Ladungsverteilung azimuthal unsymmetrisch ist, da jedes Teilchenpaket durch ein anderes *wake*-Feld [78] beeinflusst wird. Der maximale Phasenunterschied innerhalb eines Teilchenpaketzuges beträgt etwa 11 Grad und ist auf *beam loading*-Effekte in den Beschleunigungsresonatoren und den harmonischen Resonatoren zurückzuführen. Hierbei sei angemerkt, daß durch das Datenanalyseprogramm in den Füllungslücken automatisch die synchrone Phase auf Null gesetzt wird.

Die bereits in Abb.8.30 dargestellte Art der Datenauswertung ist die am häufigsten verwendete Analyseprozedur. Durch die Darstellung der Oszillationsamplitude aller Teilchenpakete über einen Zeitbereich von ca. 35 ms kann direkt auf den Anregungszustand des Elektronenstrahls geschlossen werden. Die Fourier-Transformation dieser Daten ergibt dann die Darstellung im Modenbild. So ist im Teil a) der Abbildung 8.32 das natürliche Anwachsen der Schwingungsamplitude der Teilchenpakete nach dem

Öffnen der Feedbackschleife bei etwa 6 ms dargestellt.

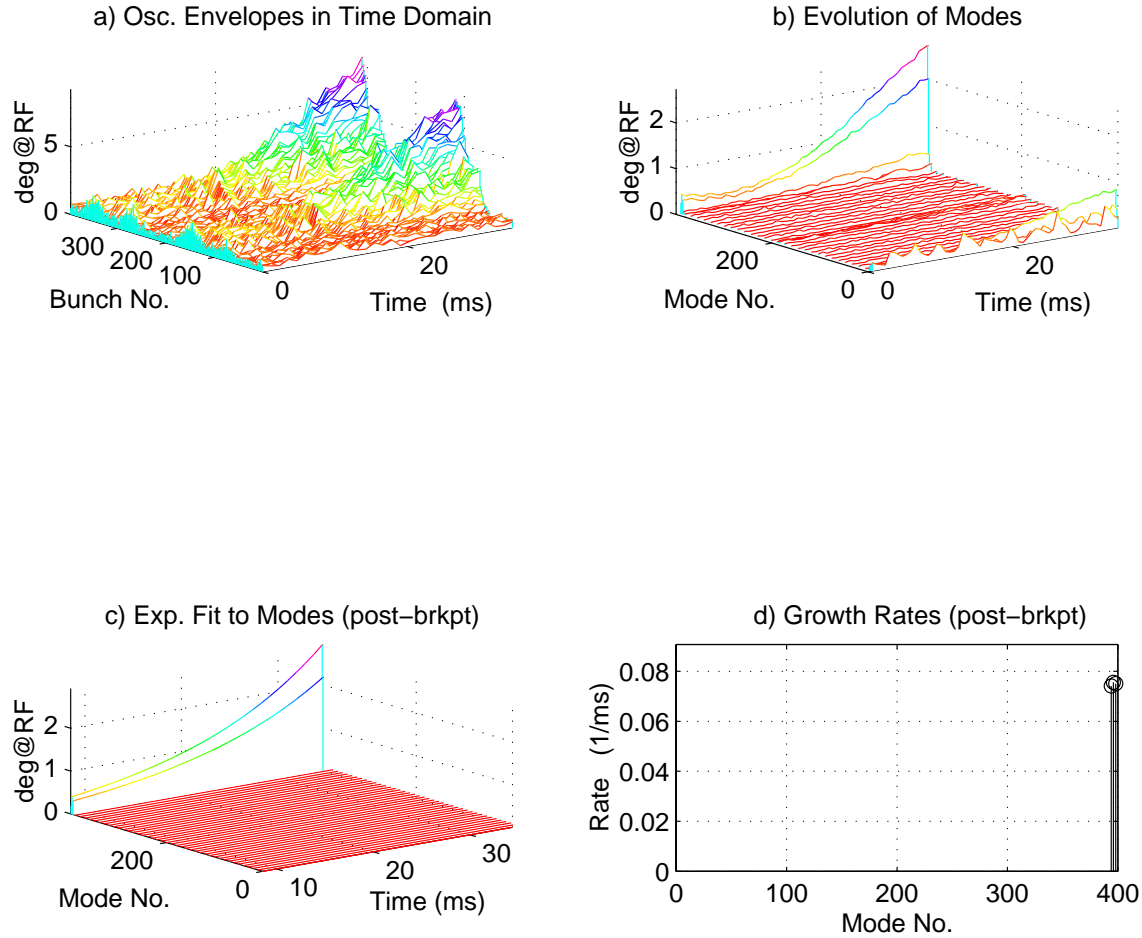


Abbildung 8.32: Schwingungsamplituden in der zeitlichen Entwicklung und die daraus abgeleitete Modenanregung nach dem Öffnen der Feedbackschleife bei etwa 6 ms, $I=50$ mA

Der Teil b) der Abbildung belegt ein Anwachsen der Moden um die Nullmode. Ein weiteres wichtiges Werkzeug bei der Datenanalyse ist die Möglichkeit, Meßdaten beliebiger Moden durch eine Exponentialfunktion anzunähern und somit Anstiegsraten oder Dämpfungsraten zu ermitteln. Ein solcher Fall ist im Teil c) dargestellt. Die so ermittelten Anstiegsraten der angeregten Moden liegen bei etwa $\alpha_n=75\text{ s}^{-1}$ (Teil d)) bei einem Strom von 50 mA. Sie sind durch das Feedbacksystem kontrollierbar. Die Abbildung 8.33 zeigt den umgekehrten Fall des Schließens der Feedbackschleife nach etwa 10 ms.

Im Bereich bis 10 ms ist eine Sättigung der Teilchenpaketoszillation bei etwa ± 10 Grad zu beobachten (Bild a)). Dies entspricht einer zeitlichen Oszillation von etwa ± 55 ps. Die Dämpfung durch das Feedbacksystem bewirkt einen exponentiellen Abfall der Schwingungsamplitude (Bild c)) und unterdrückt diese auf ± 0.2 Grad (Nachweisgrenze des Phasendetektors). In diesem Fall ergeben sich Dämpfungsraten des Systems von

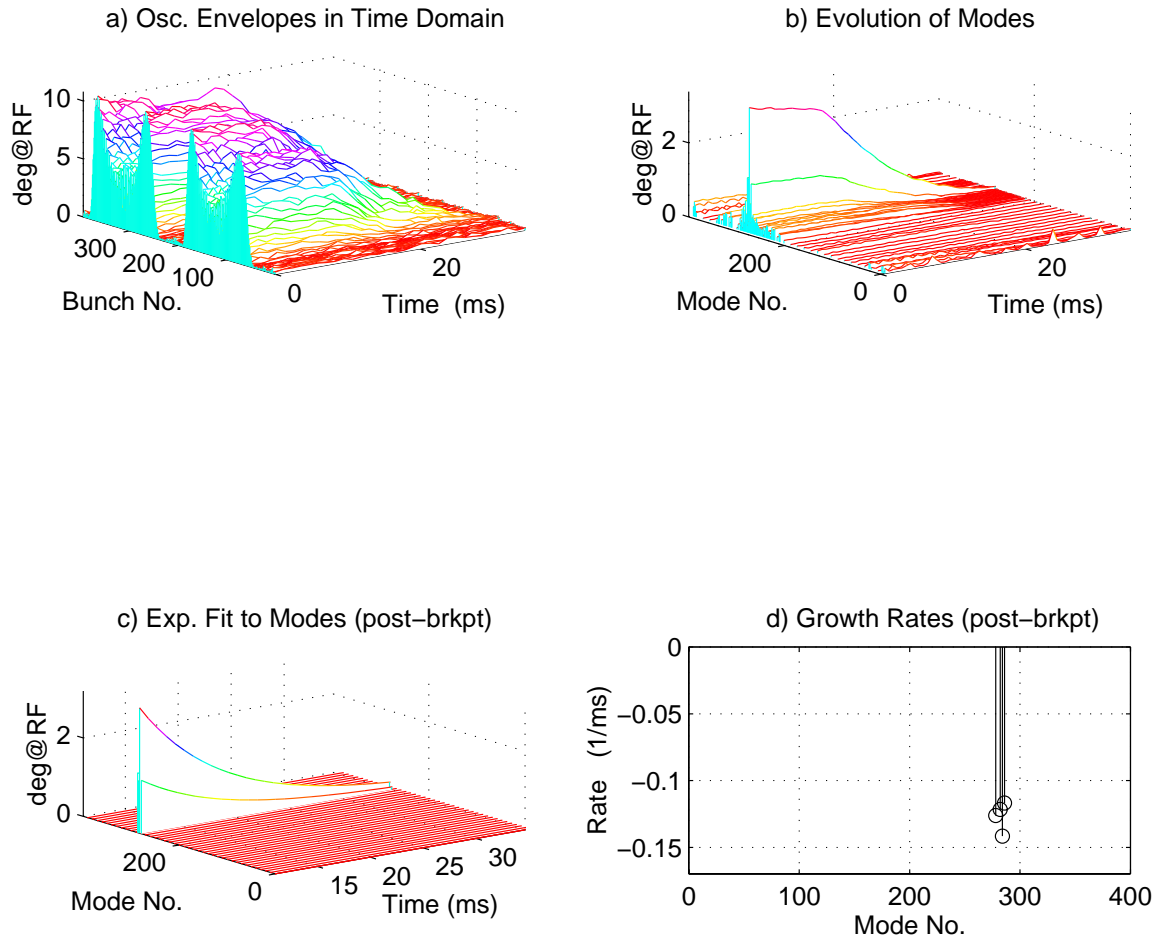


Abbildung 8.33: Dämpfung der Oszillationsamplitude und abgeleitete Dämpfungsrate nach dem Schließen der Feedbackschleife bei ca. 10 ms, $I=150$ mA

etwa -130 s^{-1} (Bild d)).

Die Analyse der Modendarstellung ergibt eine maximale Anregung der Mode $n=281$ (Bild b)).

Dies entspricht möglichen Frequenzen von $(350 \pm p \cdot 500) \text{ MHz}$ ($-\infty < p < \infty$) und ist eindeutig der bereits oben erwähnten Anregung durch die harmonischen Hohlraumresonatoren bei 2350 MHz zuzuordnen.

Mit Hilfe einer *streak*-Kamera kann die Phasenoszillation der Teilchenpakete zeitlich im Pikosekundenbereich aufgelöst werden. Eine Messung mit geschlossener und offener Feedbackschleife bei 150 mA ist in Abb.8.34 dargestellt.

Im oberen Bild ist die Phasenoszillation von Teilchenpaketen im Abstand von 8 ns dargestellt (Wellenform). Der untere der beiden wellenförmigen Teilchenpaketzüge stellt die symmetrisch dazwischen liegenden Teilchenpakete mit inverser Amplitude dar. Auf Grund der Abtastfrequenz von 250 MHz kann somit jedes zweite Teilchenpaket beobachtet werden. Die maximale Oszillationsamplitude der Paketschwerpunkte beträgt zirka ± 50 ps und bestätigt damit die durch das LFB bei diesem Strom gemessenen

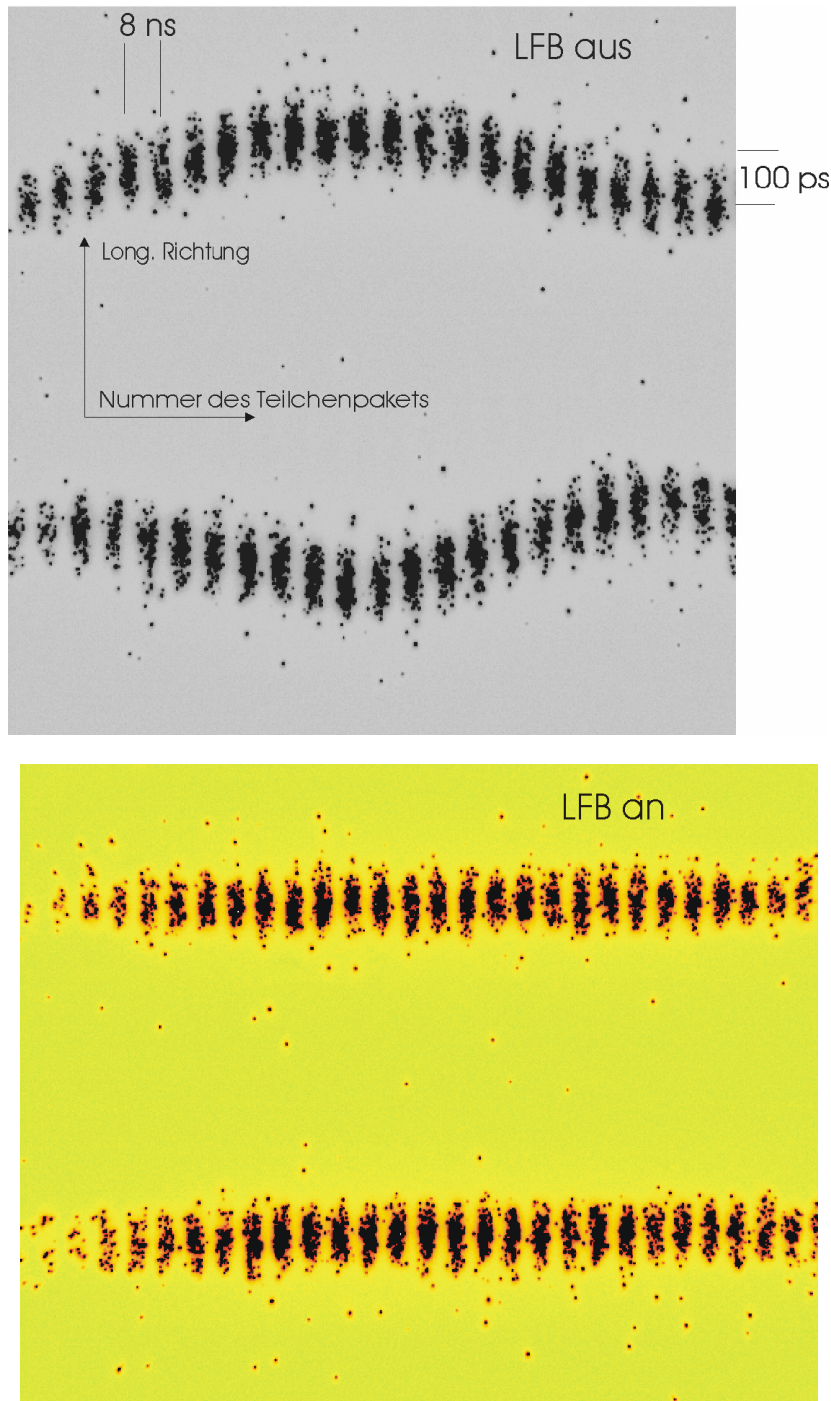


Abbildung 8.34: oben: Longitudinale Teilchenpaketoszillation bei ausgeschaltetem LFB; unten: stabiler Elektronenstrahl bei eingeschaltetem LFB; aufgenommen mit einer 250 MHz streak-Kamera; die Teilchenpakete werden in einem Abstand von 8 ns dargestellt (horizontale Bildachse); die vertikale Bildachse entspricht der Schwingungsrichtung bei maximalen Schwingungsamplituden von ± 50 ps; $I=150$ mA

± 10 Grad Phasenoszillation bezogen auf die Hf-Grundfrequenz (siehe Abb.8.33).

Einen stabilen Elektronenstrahl erhält man nach dem Einschalten des LFB, was in dem unteren Bild deutlich erkennbar ist, da keine Form von Oszillation der Teilchenpakete beobachtet werden kann.

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme des LFB konnte auch eine erste Messung des Einflusses des Dämpfungssystems auf die Qualität der erzeugten Synchrotronstrahlung durchgeführt werden. So wurde am Undulator U49 bei der 9. Harmonischen (1380 eV) die Intensität der Synchrotronstrahlung in Abhängigkeit vom Dämpfungszustand des LFB gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 8.35 dargestellt [79].

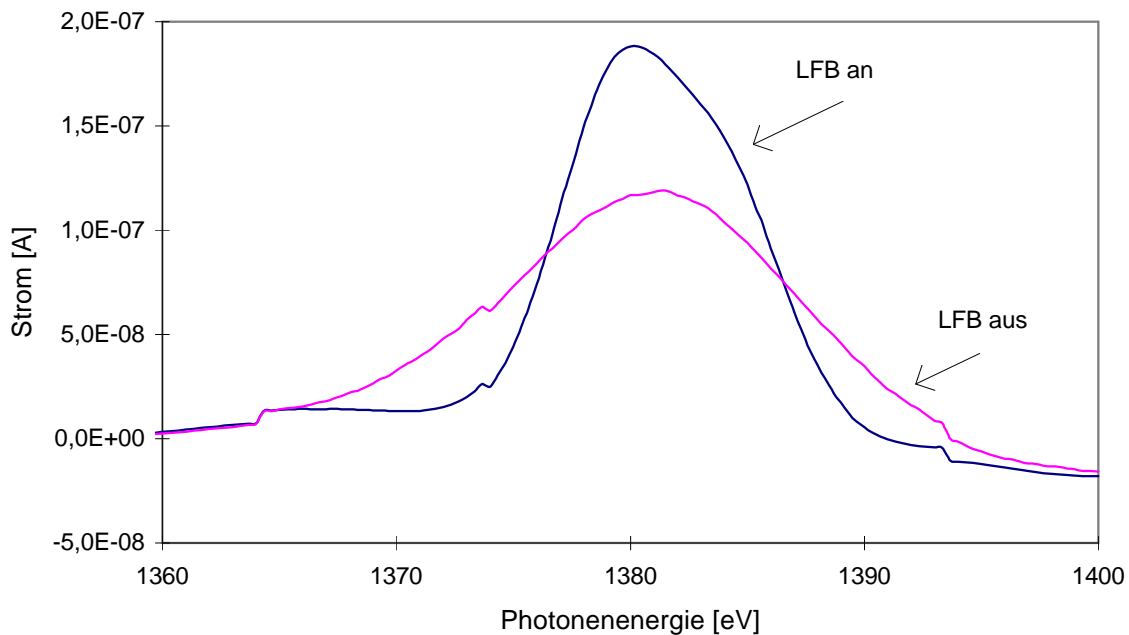


Abbildung 8.35: Intensität der Undulatorstrahlung der 9. Harmonischen des Undulators U49 mit offener bzw. geschlossener Feedbackschleife; $I=170$ mA

Die Reduktion der Energiebreite durch das aktive Feedback führt zu einem deutlichen Anstieg der Intensität der gemessenen Strahlung. So kann in diesem Fall eine Erhöhung der Brillanz um etwa einen Faktor 1.6 aus den Maxima der Intensitätskurven abgeleitet werden. Hierbei sei angemerkt, daß die Sprungstellen im Kurvenverlauf durch Meßbereichumschaltungen im Meßsystem entstanden sind.

8.13 Zusammenfassende Bemerkungen zum LFB

Das Herzstück des *multi bunch*-Feedbacksystems bildet eine Anordnung von digitalen Signalprozessoren, die eine große Flexibilität in der Handhabung des Systems ermöglichen. Neben der Integration der elektronischen Module und kommerzieller Bauteile in das LFB war die Entwicklung eines longitudinalen Kickers ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit.

Es gelang eine modengedämpfte Kickerstruktur zu entwickeln, deren Parameter, wie Güte oder Shuntimpedanz, optimal für die BESSY-II Erfordernisse ausgelegt wurden. Nach einer umfangreichen Testphase wurde die Inbetriebnahme des LFB im November 1999 abgeschlossen. Seit dieser Zeit arbeitet das System kontinuierlich, dämpft die im Speicherring auftretenden longitudinalen *multi bunch*-Instabilitäten bei allen für die Anwender des Synchrotronlichts relevanten Strömen (derzeit maximal 220 mA) und reduziert somit die Energiebreite des Elektronenstrahls. Diese wurde bei aktivem Feedback zu $\Delta E/E = 7.8 \cdot 10^{-4}$ (bei 180 mA) in Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) bestimmt [80].

Die Wirkung des LFB auf den Elektronenstrahl konnte mit Hilfe zahlreicher Messungen unterstrichen und die positiven Auswirkungen für die Nutzer des Synchrotronlichts nachgewiesen werden.

Das gesamte System liefert den wesentlichen Beitrag für stabile longitudinale Strahlverhältnisse und damit zur Leistungsfähigkeit von BESSY-II.

9 Das transversale Feedbacksystem bei BESSY-II

Das Auftreten transversaler multi bunch-Instabilitäten kann unmittelbaren Strahlverlust zu Folge haben. Aber selbst im Falle einer finiten Oszillationsamplitude ist die damit einhergehende transversale Strahlaufweitung (Vergrößerung des Quellpunktes) und damit die Reduzierung der Brillanz von den Nutzern des Synchrotronlichtes ungewünscht. Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau und die Wirkungsweise des transversalen Strahldämpfungssystems. Neben einer detaillierten Beschreibung aller Komponenten werden experimentelle Erfahrungen aus der Inbetriebnahmephase wiedergegeben. Die Effektivität des TFB wird an Hand von Meßergebnissen veranschaulicht.

9.1 Allgemeine Beschreibung

Auf Grund der zu erwartenden transversalen Schwingungsanregungen durch den *resistive wall*-Effekt bzw. durch die Anregung von HOM's wurde im Sommer 1997 mit der Auslegung und Entwicklung eines transversalen Feedbacksystems begonnen.

Dieses System basiert auf den konzeptionellen Grundlagen des erfolgreich installierten TFB [81] an der ALS. Die Abbildung 9.1 zeigt den schematischen Aufbau des TFB bei BESSY-II.

Das TFB ist als ein rein analoges *bunch by bunch*-System ausgelegt worden. Dies hat den Vorteil einer recht einfachen Bauweise und Unabhängigkeit von der Verfügbarkeit schneller digitaler Komponenten. Der Nachteil liegt in den vergleichsweise schlechten strahldiagnostischen Möglichkeiten und in der eingeschränkten allgemeinen Flexibilität des Systems, auf veränderte Operationsparameter zu reagieren. Da auch hier alle Teilchenpakete unabhängig voneinander beeinflußt werden, muß die Bandbreite aller Komponenten des TFB mindestens die Hälfte der Hf-Frequenz betragen. Im Prinzip können dabei sämtliche Komponenten auf ein beliebiges Frequenzband der Breite $f_{Hf}/2$ ausgelegt sein, wenn eine der Intervallgrenzen mit einem Vielfachen der Resonatorgrundfrequenz zusammenfällt.

Allerdings erweist sich die Basisbandbreite beginnend bei der Frequenz der niedrigsten möglichen Schwingungsmode $(1 - \hat{\nu}_{x,y})f_0$ bis 250 MHz ($\hat{\nu}_{x,y}$ ist der gebrochenzahlige Anteil des transversalen Arbeitspunkts) auf Grund folgender Argumente als optimale Wahl:

- Die Shuntimpedanz des transversalen Kickers erreicht in diesem Frequenzband ihr Maximum und minimiert somit die Leistungsanforderungen an den Hf-Verstärker (siehe Abschnitt 6.5.1).
- Die Auswahl kommerziell erhältlicher Hf-Verstärker ist in diesem Frequenzbereich am größten.

Das gesamte transversale System ist aus identischen Komponenten in beiden transversalen Ebenen aufgebaut. Die eigentliche Signalaufnahme erfolgt wie im LFB durch

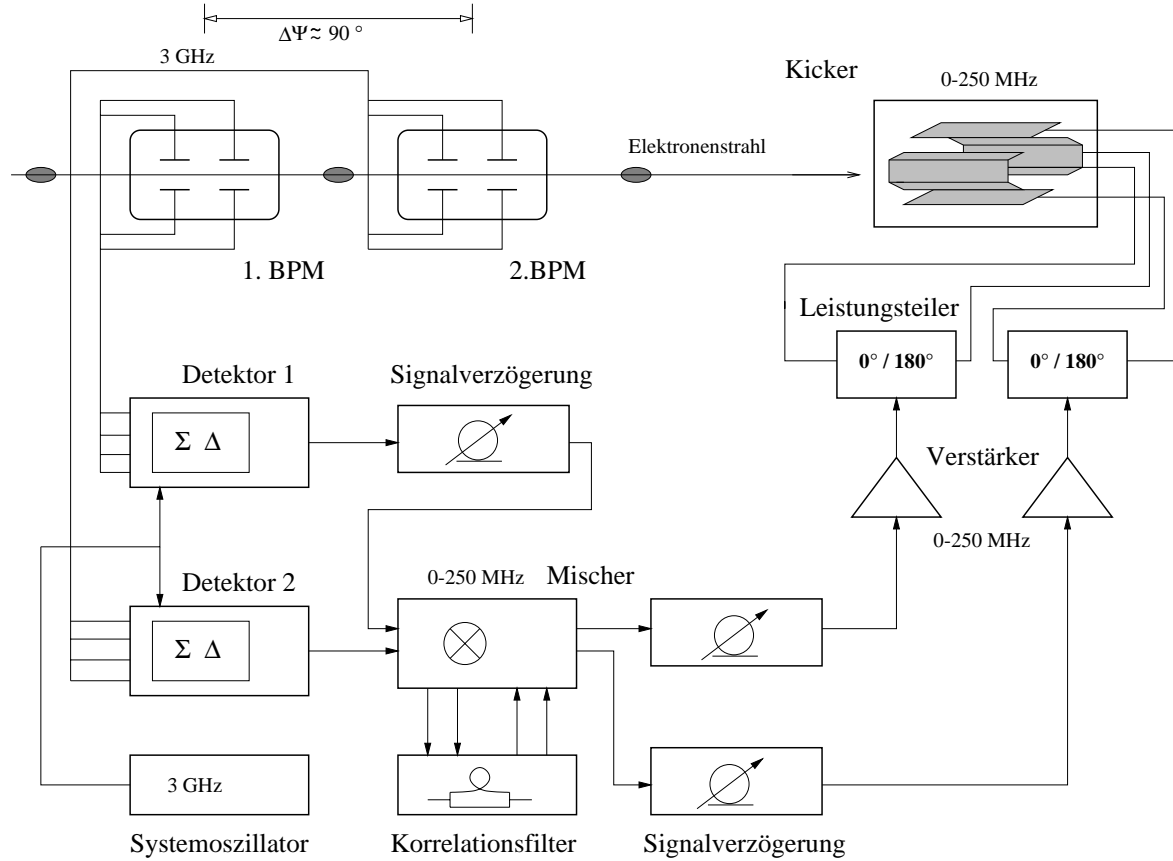


Abbildung 9.1: Transversales Feedbacksystem des BESSY-II-Speicherringes

vier Standard-BPM-Elektroden, die symmetrisch um die Strahlachse in die Vakuumkammer eingesetzt sind. Der Phasenvorschub der horizontalen Betafunktion zwischen beiden BPM-Stationen beträgt ca. 74 Grad. In der vertikalen Ebene beträgt der Phasenvorschub etwa 70 Grad. Der optimale Wert von 90 Grad in beiden Ebenen zur Gewährleistung einer maximalen Meßempfindlichkeit ist technisch nicht realisierbar. Dieser Kompromiß muß eingegangen werden, da die Phasenvorschübe in x- und y-Richtung unterschiedlich groß sind und die BPM-Stationen an festen Positionen im Speicherring eingebaut sind.

Von den BPM-Stationen gelangen die Meßsignale über phasenabgegliche Kabel zur Detektoreinheit. Dort wird mit Hilfe von Summen- und Differenzhybriden für beide Ebenen ein Signal proportional zum transversalen Dipolmoment (Strom · Ortsablage) generiert. Danach erfolgt eine Transformation von der 3 GHz-Detektionsfrequenz auf die Basisbandbreite. Korrespondierende Ausgangssignale beider Detektoren werden in einer Mischereinheit mit entsprechenden Koeffizienten addiert (vergl. Gl.B.12). Diese werden so gewählt, daß sich bei beliebigem transversalen Arbeitspunkt und beliebiger Position des Kickers im Speicherring ein Korrektursignal ergibt, welches einen Phasenunterschied von 90 Grad zur Strahlposition am Ort des Kickers aufweist. Für die notwendige Unterdrückung statischer Signalamplituden wird ein Korrelationsfil-

ter eingesetzt. Die Übertragung des Signals auf das Teilchenpaket erfolgt nach der Signalverstärkung durch einen *stripline*-Kicker. Dieser kann entweder mit Hilfe von 180° -Leistungsteilern im Differenzmodus mit zwei Elektroden betrieben werden oder direkt über eine Elektrode die Strahlage korrigieren.

Verschiedene Signalverzögerungskomponenten haben die Aufgabe, die zeitliche Überlappung des Korrekturkicks mit dem entsprechenden Teilchenpaket zu gewährleisten. Auf alle wichtigen Komponenten des Gesamtsystems wird im Folgenden noch spezifischer eingegangen werden.

9.2 Die Strahllagedetektoren

Die Detektion der Ortsablage des Schwerpunktes des Elektronenpakets (Dipolmode) wird bei 3 GHz (der sechsten Harmonischen der Hf-Frequenz) durchgeführt, weil bei dieser Frequenz die BPM's die optimale Empfindlichkeit aufweisen. Der durch den Elektronenstrahl generierte Spannungspuls der Elektrodenköpfe bildet das Eingangssignal für die eigentliche Detektorkomponente. Diese ist in Abbildung 9.2 dargestellt.

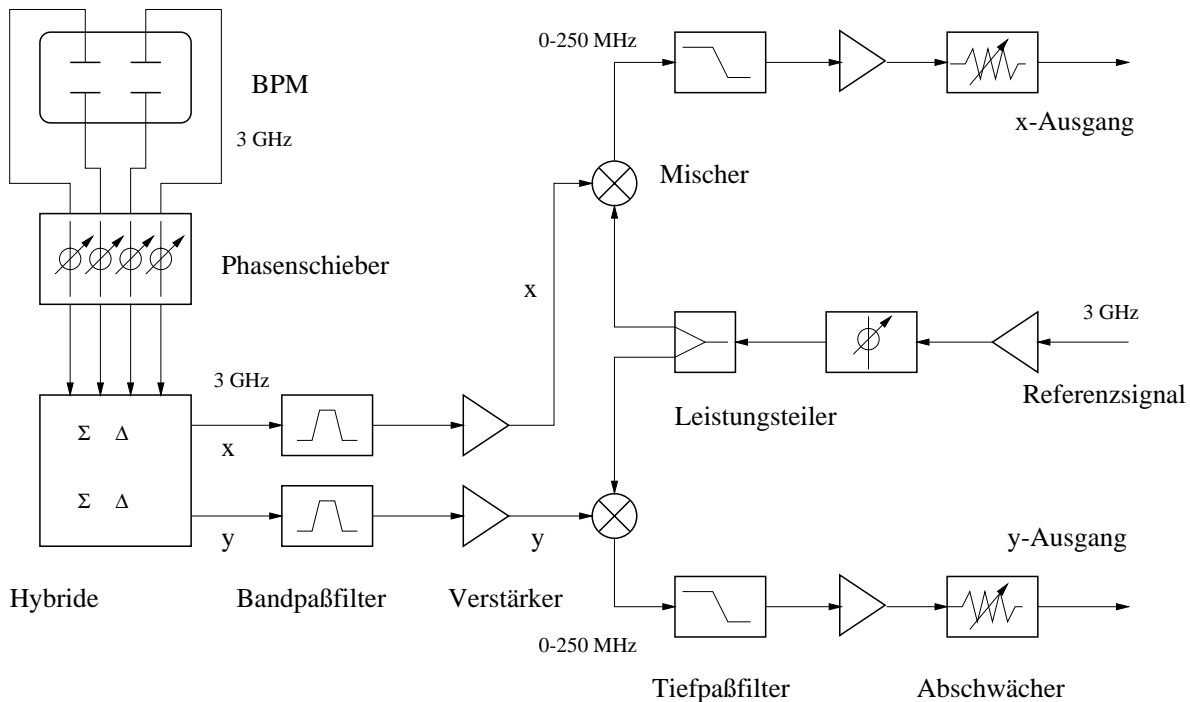


Abbildung 9.2: Transversale Detektoreinheit des BESSY-II-TFB

Zur Messung der Ortsablage werden zwei Empfängereinheiten eingesetzt, deren Aufbau identisch ist. Die vier BPM-Eingangssignale werden mit Hilfe von justierbaren Phasenschiebern zeitlich aufeinander abgestimmt, um eine phasengleiche Weiterverarbeitung zu gewährleisten. Die eigentliche Demodulation der Meßsignale in das transversale Dipolmoment beider Ebenen erfolgt durch eine Anordnung von Summen- und Differenzhybriden. Die entsprechende Überlagerung der Spannungspulse zur Generierung des

Positionssignals wurde bereits im Abschnitt 6.3.2 erläutert. Der folgende Signalverlauf ist für die horizontale und für die vertikale Ebene wiederum identisch. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird ein Bandpaßfilter mit der Bandbreite von 250 MHz eingesetzt, so daß nur das Frequenzband der Modenschwingungen um 3 GHz ungedämpft weitergeleitet wird.

Die zweite wichtige Funktion des Detektors ist die Transformation des Positionssignals auf das Frequenzband des Kickers (0-250 MHz). Zu diesem Zweck wird ein Mischer eingesetzt, der das Produkt der beiden Eingangssignale bildet. Dabei dient als zweites Referenzsignal eine durch den lokalen Oszillator generierte 3 GHz-Sinuswelle. Die Amplituden beider Eingangssignale müssen auf die Kenngrößen (Eingangsleistung) des Mixers abgestimmt werden.

Prinzipiell können auf Grund der Ableitung dieses Referenzsignals zwei verschiedene Detektionsmöglichkeiten unterschieden werden. So wird bei der *heterodyne*-Detektion ein Signal generiert, welches phasenstarr an die Hf-Frequenz des Muttergenerators des Speicherrings gekoppelt ist. Damit wird gewährleistet, daß die Detektion der Ortsablage des Teilchenpakets immer bei der Sollphase erfolgt. Dies sichert einen großen dynamischen Bereich der Detektion [82]. Für den Fall von großen Synchrotronamplituden wird die *homodyne*-Technik verwendet, da in diesem Fall die Ankunftszeit der Elektronenpakete an den BPM-Elektroden variiert. Das würde bei phasenstarrer Ankopplung zu einer Reduzierung der Effektivität des Feedbacksystems führen. So wird bei dieser Anwendung das Referenzsignal aus dem Summensignal der vier Elektroden abgeleitet und stellt somit für jedes Teilchenpaket die phasenrichtige Demodulation in dem Mischer sicher. Experimentelle Erfahrungen an der ALS in Berkeley zeigten allerdings, daß der dynamische Bereich des Systems eingeschränkt wird. Die Ursache dafür ist in der Nichtlinearität des Schaltkreises begründet, der zur Generierung eines stromunabhängigen Referenzsignals eingesetzt wird [82]. Als Konsequenz aus diesen Erfahrungen wurde zur Inbetriebnahme des transversalen Feedbacksystems bei BESSY-II das Referenzsignal direkt vom Hf-Muttergenerator abgeleitet. Die durch den Mischer generierten höheren Frequenzkomponenten werden durch ein Tiefpaßfilter unterdrückt, so daß der Detektor ein Ausgangssignal in der Basisbandbreite liefert, welches zusätzlich durch variable Abschwächer amplitudenmoduliert werden kann.

9.3 Die Generierung des Korrektursignals

Die von den beiden Detektoren generierten Positionssignale in der horizontalen und vertikalen Ebene werden in der folgenden Mischerstufe linear so kombiniert, daß das gewünschte Korrektursignal am Ort des Kickers entsteht. Diese Zusammenführung der Signale erfolgt mit Hilfe analoger Komponenten, wie sie in Abbildung 9.3 dargestellt sind.

Dabei kann jedes Positionssignal mit Hilfe eines Mixers und einer Kontrollspannung amplitudenmoduliert werden, was somit der Koeffizientenbildung aus Gl.(B.12) entspricht. Die erforderliche Summenbildung der beiden korrespondierenden Signale einer Ebene erfolgt in einem Summenhybrid. Die folgenden Verstärker bzw. Abschwächer dienen der optimalen Anpassung der Amplitude des Korrektursignals. Die Steuerung

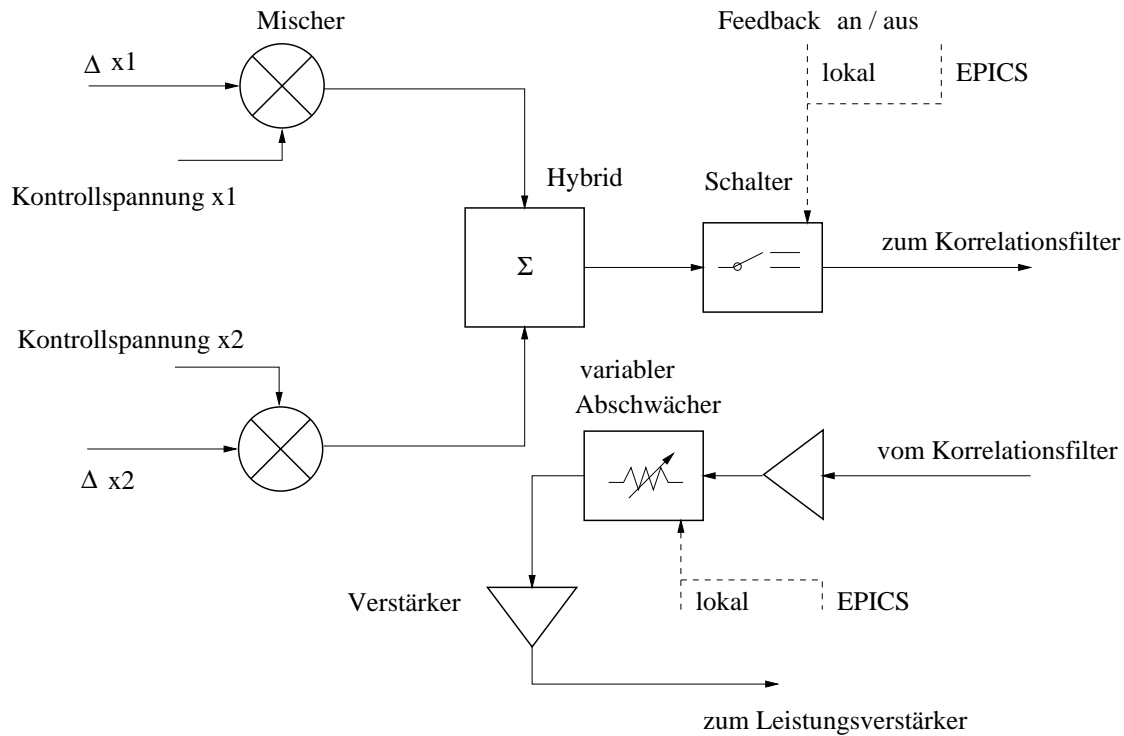


Abbildung 9.3: *Transversale Modulationseinheit des BESSY-II-TFB*

sämtlicher Komponenten kann sowohl lokal am Ort der Mischerstufe erfolgen als auch über das bei BESSY-II verwendete EPICS-Kontrollsystem. Für Testzwecke und die gesamte Inbetriebnahme des Systems ist eine lokale Steuerung vorteilhaft, um die vor Ort zur Verfügung stehenden Diagnosemöglichkeiten sinnvoll einzusetzen.

9.4 Der Korrelationsfilter

Zur Unterdrückung der statischen Anteile des Korrektursignals wird in beiden Ebenen ein Korrelationsfilter verwendet. Dieser wird im wesentlichen durch einen Leistungsteiler (0° Phasenschub) bzw. Leistungskombinierer (180° Phasenschub) sowie eine Verzögerungsleitung, die dem Speicherringumfang entspricht, gebildet (siehe Abb.9.4). Dabei wird in x- und y-Ebene das durch den Modulator generierte Korrektursignal phasengleich auf zwei Wege aufgeteilt. Das durch die Verzögerungsleitung laufende Signal wird dann zusammen mit dem Signal des entsprechenden Teilchenpakets des folgenden Umlaufs wieder kombiniert. Dabei erfolgt durch den 180° Phasenvorschub die gewünschte Differentiation der Signale, welche zur Unterdrückung der statischen Anteile führt. Die Feinabstimmung der Längen der Filterkabel erfolgt mit Hilfe von variablen Verzögerungsleitungen. Die Funktionsweise des Korrelationsfilters kann durch die Darstellung der Frequenztransferfunktion veranschaulicht werden. Die Abbildung 9.5 zeigt eine Messung des bei BESSY-II verwendeten Filters.

Die Funktion hat ‘Kerben’ (*notches*) im Abstand der Umlaufharmonischen ($f_0 \approx 1.25$ MHz). Damit wird die Unterdrückung der statischen Anteile des Signals um maximal

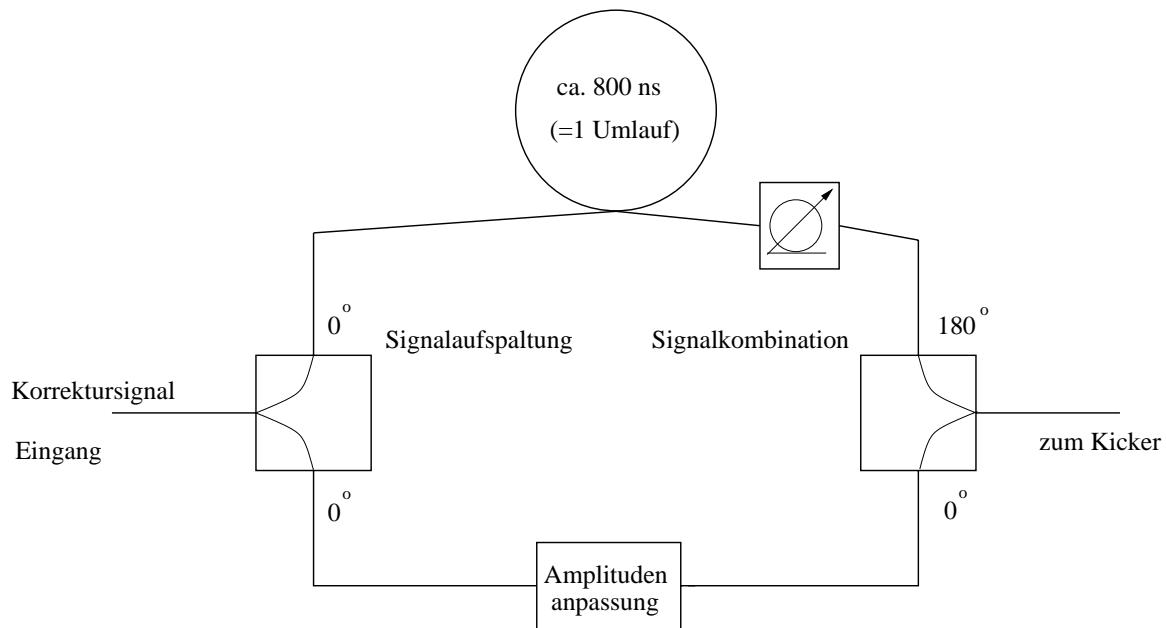


Abbildung 9.4: Korrelationsfilter zur Unterdrückung von statischen Signalanteilen

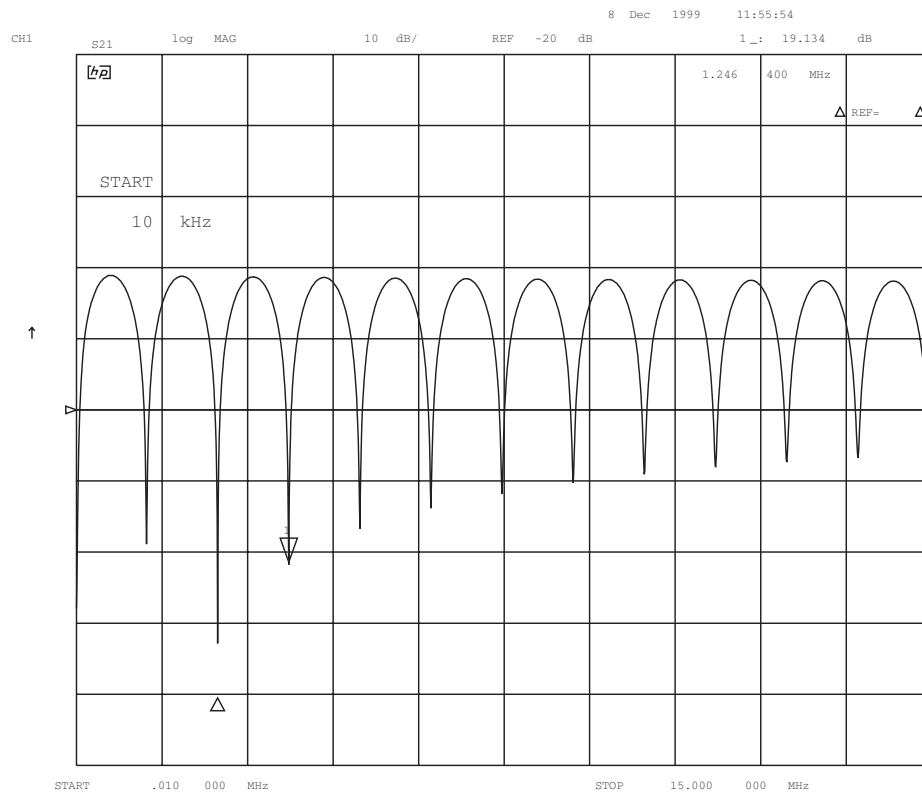


Abbildung 9.5: Transferfunktion des Korrelationsfilters über einen Frequenzbereich von 10 kHz bis 15 MHz

-50 dB im gewählten Frequenzbereich erreicht. Der wesentliche Vorteil dieser Filterrealisierung liegt in der Einfachheit der Bauform. Auf Grund der relativ starken Dämpfung und der Dispersionseigenschaft des Verzögerungskabels ergeben sich auch Nachteile dieser Methode. Selbst bei Verwendung von temperaturstabilisierten Kabeln mit großem Leiterquerschnitt¹⁰ kann eine optimale Unterdrückung der statischen Anteile nur innerhalb eines definierten Frequenzbandes (ca. 30 MHz) gewährleistet werden. Die Auswahl des bevorzugten Frequenzintervalls wird durch entsprechende Längenanpassung mittels der variablen Verzögerungsleitungen realisiert. Da auf Grund des *resistive wall*-Effekts eine Strahlanregung im unteren Frequenzbereich zu erwarten ist, wurde der Korrelationsfilter auf diesen Bereich optimiert. Die gemessene minimale Unterdrückung über die gesamte Bandbreite von 250 MHz beträgt -20 dB.

9.5 Die Signalverstärkung im TFB

Da bei einem *bunch by bunch*-Feedbacksystem alle Teilchenpakete unabhängig voneinander beeinflusst werden sollen, kommt der Auswahl der Hf-Verstärker eine besondere Bedeutung zu. So muß die Anstiegszeit des Verstärkers kleiner sein als der Teilchenpaketabstand. Für das transversale Feedbacksystem bei BESSY-II wird ein Halbleiterverstärker eingesetzt, der im Frequenzbereich von 10 kHz bis 250 MHz arbeitet¹¹. Dabei wird jede transversale Ebene des Kickers durch einen separaten Verstärker angesteuert. Einige wichtige Parameter sind in Tabelle 9.1 zusammengefaßt.

Leistung (max)	200 W
Leistung (linear)	120 W (10 kHz-250 MHz)
Eingangsleistung (max)	1mW
Verstärkung	53 dB
Anpassung (Eingang/Ausgang)	50 Ω
Harmonischenunterdrückung	-20 dBc (10 kHz-125 MHz)
	-30 dBc (125 MHz-250 MHz)
Anstiegszeit (gemessen)	< 1.3 ns

Tabelle 9.1: Parameter des TFB-Verstärkers

Die Abbildung 9.6 zeigt die gemessene Frequenztransferfunktion von einem der beiden identischen Hf-Verstärker. Die Messung zeigt den Abfall der Verstärkerleistung bei zirka 265 MHz.

9.6 Der transversale Kicker

Für die Übertragung des Korrektursignals in x- und y-Richtung wird ein *stripline*-Kicker verwendet. Dabei werden die horizontalen und vertikalen Elektroden in einer

¹⁰Hierbei wurde Andrews FSJ4-50B Heliax Kabel verwendet.

¹¹Modell: Amplifier Research-150A220M3

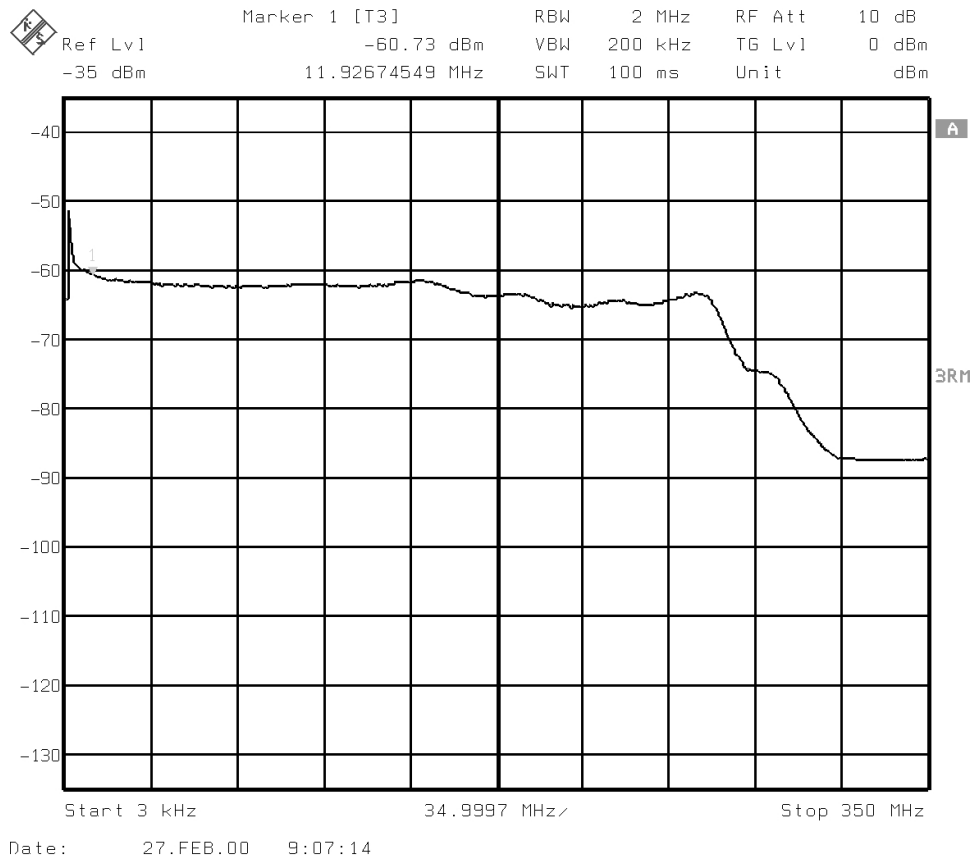


Abbildung 9.6: Frequenzgang des transversalen Feedbackverstärkers über einen Bereich von 3 kHz bis 350 MHz

Struktur untergebracht, um den begrenzten Platzverhältnissen Rechnung zu tragen und den *loss*-Faktor zu minimieren. Jedes Elektrodenpaar kann im Differenzmodus betrieben werden, indem es an den 120 Watt-Verstärker über einen 180°-Leistungssteiler gekoppelt ist. Die Möglichkeit der Ansteuerung einer einzelnen Elektrode besteht ebenfalls, wobei die verbleibende Elektrode dann für andere diagnostische Zwecke verwendet werden kann.

9.6.1 Die Kickergeometrie

Die Abbildungen 9.7 und 9.8 zeigen die Bauform des BESSY-II-Kickers im Querschnitt und in der Originalansicht.

C-förmige Kupferelektroden mit einer Dicke von 2 mm beeinflussen den Teilchenstrahl in horizontaler Richtung. In vertikaler Richtung werden flache Kupferelektroden gleicher Dicke eingesetzt. Dabei reproduziert die Gesamtanordnung die oktagonale Form der Vakuumkammer und minimiert den *loss*-Faktor. Dieser wurde mit Hilfe von MAFIA-Simulationen bestimmt [83] und wird im wesentlichen durch den longitudinalen

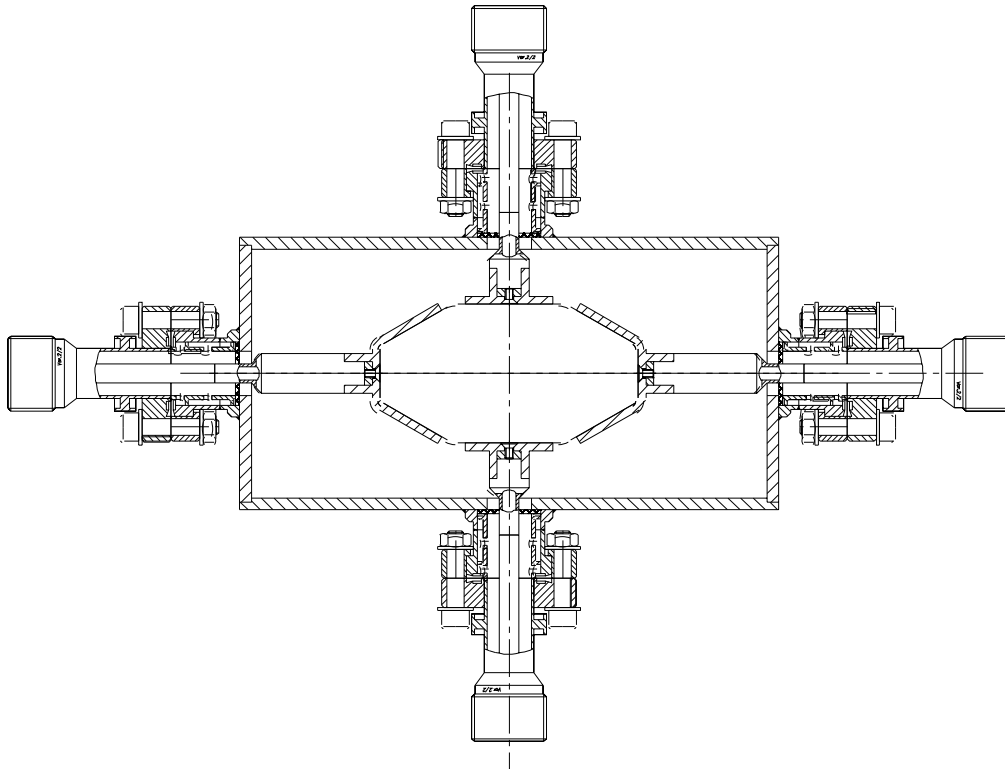


Abbildung 9.7: Transversaler Kicker des BESSY-II-TFB mit einer rechteckigen Vakuumkammer sowie vier Vakuumdurchführungen zur Einkopplung der Hf-Leistung (Maßstab: ca. 1:2)

Abstand der Elektroden von der angrenzenden Kammerwand beeinflusst, da bei dieser Konstruktion keine Form von Geometrieangepassung der Kickerkammer an die angrenzende Vakuumkammer (*taper*) verwendet wird. Der *loss*-Faktor beträgt $k_l \approx 0.35 \text{ V/pC}$ bei einem longitudinalen Abstand der Elektroden von der Vakuumkammer von 5 mm. Die Gesamtlänge der Elektroden ist 300 mm. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, kann dadurch die Shuntimpedanz maximiert werden. Um die Wärmeabstrahlung zu verbessern und die Elektroden mechanisch zu versteifen, wurden alle Elektroden mit zwei Kühlrippen versehen, welche die abstrahlende Oberfläche vergrößern.

Die Form und Größe der umschließenden Vakuumkammer wurde mit Hilfe des 2-dimensionalen Simulationsprogramms POISSON [84] berechnet. Dieses bestimmt das die Elektroden umgebende elektrische Feld in der x-y-Ebene bei beliebiger Elektrodenspannung. Das entscheidende Kriterium für die Vakuumkammergeometrie ist, die Impedanz der Elektroden auf ein $50 \text{ } \Omega$ -System abzustimmen, um Reflektionen der eingekoppelten Hf-Leistung zu minimieren. Dabei ergibt sich die Elektrodenimpedanz Z_E aus der angelegten Plattenspannung V_P sowie dem daraus resultierenden elektrischen



Abbildung 9.8: Äußere Geometrie des transversalen Kickers mit rechtsseitig angeschlossenen Vakuumpumpstutzen; auf der Vakuumkammer sind die Durchführungen zur Leistungseinkopplung und Flansche für die Koppelschleifen (HOM-Auskopplung) angebracht

Feld \vec{E} zu [85]

$$Z_E = \frac{V_P}{c\epsilon_0 \oint \vec{E} d\vec{a}}. \quad (9.1)$$

Der Vektor \vec{a} ist dabei der Normalvektor auf der die Elektroden umschließenden Kontur, ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Durch diese Simulation werden keine 3D-Effekte bzw. Randeffekte an den Elektrodenkanten erfaßt. Gerade an den Vakuumdurchführungen an den Elektrodenenden ist eine 50 Ω -Anpassung nur schwer zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde ein Modell (Abb.9.9) des transversalen Kickers gebaut, an dem experimentell eine optimale Geometrieangpassung erfolgte.

Zur Verifizierung der Impedanz wurden TDR (*time domain reflectometry*)-Messungen durchgeführt, bei denen die durch Fehlanpassung reflektierte Leistung direkt als Funktion der Zeit gemessen wird¹².

Die so bestimmte Impedanz von $Z_E = 50 \pm 6 \Omega$ stimmt mit den nach POISSON berechneten Werten gut überein.

¹²Hierbei wurde ein HP 54754-TDR verwendet

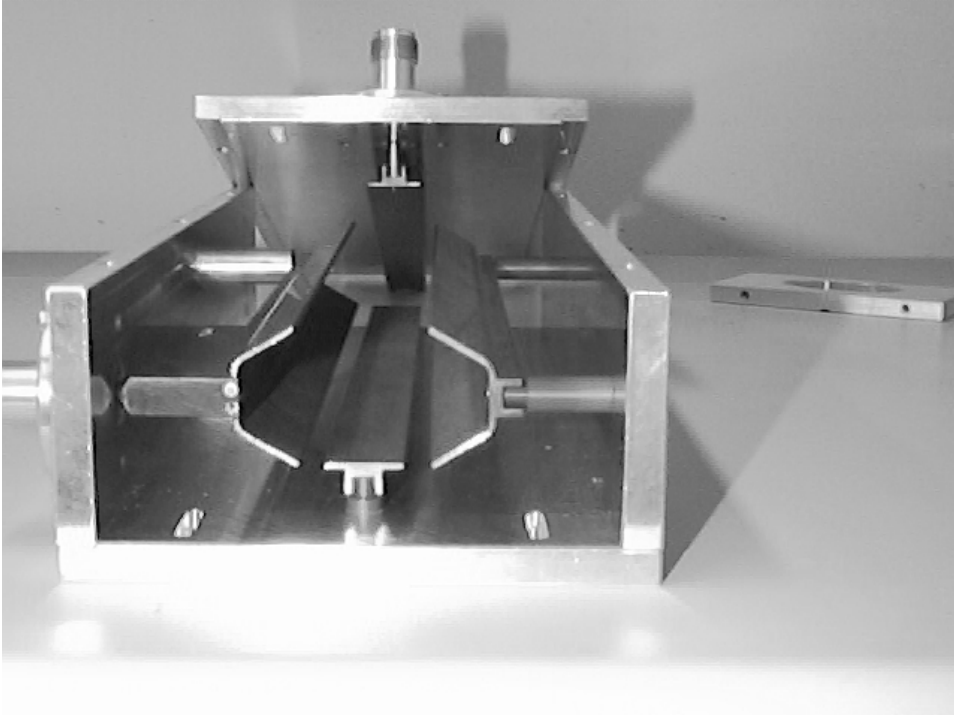


Abbildung 9.9: Modell des TFB-Kickers zur Optimierung der Elektrodenimpedanzen

9.6.2 Charakteristik des TFB-Kickers

Der transversale Kicker wird in der Basisbandbreite betrieben. Die untere Grenzfrequenz ergibt sich aus der niederfrequentesten möglichen transversalen Modenschwingung (siehe Gl.(4.7)):

$$\underline{f_x}(p = -1, n = 382, l = 1, m = 0) \Rightarrow 0.16 f_0 = \underline{200 \text{ kHz}}, \quad (9.2)$$

$$\underline{f_y}(p = -1, n = 393, l = 1, m = 0) \Rightarrow 0.27 f_0 = \underline{338 \text{ kHz}}. \quad (9.3)$$

Dabei wird von den transversalen Arbeitspunkten $\nu_x = 17.84$ und $\nu_y = 6.73$ ausgegangen. Die obere Grenzfrequenz ergibt sich aus der Anforderung, alle Teilchenpakete unabhängig voneinander korrigieren zu können, zu 250 MHz.

Die unterschiedlichen Geometrien der Elektroden für die x- und y-Richtung führen zu verschiedenen Shuntimpedanzen in beiden Richtungen. Diese werden berechnet nach [54]:

$$R_{s,\perp} = 2Z_E \left(g_{x,y} \frac{2}{kr} \right)^2 \sin^2 \theta. \quad (9.4)$$

Dabei ist k die Wellenzahl, l die Elektrodenlänge, r der Abstand gegenüberliegender Elektroden, Z_E die Elektrodenimpedanz, $\theta = kl$ und $g_{x,y}$ ist ein geometrischer Faktor. Dieser beschreibt die Homogenität der Feldverteilung, die durch bestimmte Elektrodenanordnungen erreicht wird, und kann numerisch berechnet werden mit [54]:

$$g_{x,y} = |E_{x,y}| \frac{r}{2}. \quad (9.5)$$

Dabei werden beide Elektroden auf +1 V bzw. -1 V gelegt. Der Betrag der elektrischen Feldstärke $|E_{x,y}|$ wird in der Mitte der Elektrodenanordnung berechnet.

Aus Simulationsrechnungen mit POISSON ergab sich auf Grund der C-förmigen Elektroden ein größerer horizontaler Faktor ($g_x = 1.1$) als für die vertikale Plattenanordnung ($g_y = 0.83$). Die sich aus Gl.(9.4) ergebende Shuntimpedanz ist für beide Ebenen in Abbildung 9.10 dargestellt.

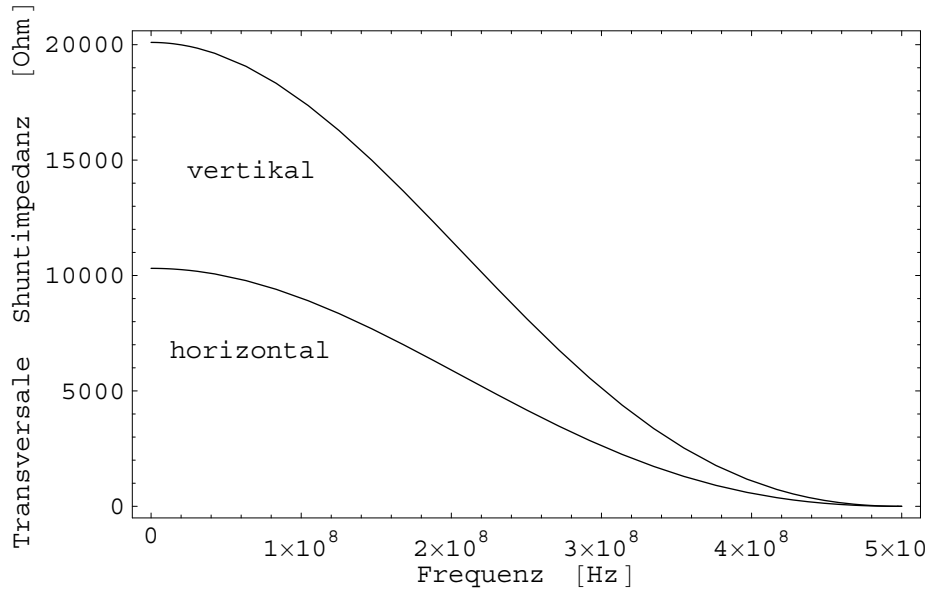


Abbildung 9.10: Shuntimpedanz der vertikalen und horizontalen Plattenanordnung als Funktion der Frequenz

In vertikaler Richtung wird auf Grund des geringeren Plattenabstandes eine größere Shuntimpedanz erreicht. Da in dieser Richtung auch ein größerer Einfluß des *resistive wall*-Effekts bei niedrigen Frequenzen erwartet wird, kann dem so effektiver begegnet werden.

Aus der bereits bekannten Abhängigkeit der Kickspannung V_K von der Shuntimpedanz $R_{s,\perp}$ und der eingekoppelten Leistung $P = 120$ W (siehe Abschnitt 7):

$$V_K = \sqrt{2PR_{s,\perp}} \quad (9.6)$$

ergeben sich bei angenommenen 50% Leistungsverlusten folgende Kickspannungen an den Intervallgrenzen der Kickertransferfunktion:

$$V_{K,x} = 1100 \text{ V } [@1 \text{ Mhz}], \quad V_{K,x} = 710 \text{ V } [@250 \text{ Mhz}] \quad (9.7)$$

$$V_{K,y} = 1550 \text{ V } [@1 \text{ Mhz}], \quad V_{K,y} = 990 \text{ V } [@250 \text{ Mhz}]. \quad (9.8)$$

Die Korrekturwinkel x', y' , die das Teilchenpaket beim Durchflug durch die Kickerstruktur erhält, können berechnet werden mit:

$$x' = \frac{p_x}{p_{||}} = \frac{2eE_x t}{m_0 \gamma c}. \quad (9.9)$$

Für die vertikale Ebene gilt ein analoger Ausdruck, wobei $p_{x,y}$ der entsprechende transversale Impuls, $p_{||}$ der longitudinale Impuls, E_x das angenommene homogene elektrische Feld zwischen den Elektroden und t die Durchflugzeit durch den Kicker sind. Somit können folgende Korrekturwinkel beim einmaligen Durchflug durch den Kicker erreicht werden:

$$x' = 0.4 \text{ } \mu\text{rad}, \quad y' = 0.78 \text{ } \mu\text{rad}. \quad (9.10)$$

Numerische Simulationen im Rahmen dieser Arbeit zeigten weiterhin, daß die Korrekturwinkel einer Ebene nicht durch das Zuschalten der zweiten Ebene beeinflußt werden.

Ebenso konnte gezeigt werden, daß eine Elektrodenimpedanz von $Z_E = 50 \pm 3 \text{ } \Omega$ für jede beliebige Elektrode erhalten bleibt, unabhängig von dem Spannungszustand der Elektroden in der anderen Ebene.

9.6.3 Modenspektrum und Ohmsche Verluste

Um eine zusätzliche Anregung des Elektronenstrahls durch die Kickerstruktur zu vermeiden, wurde das Modenspektrum des Kickers berechnet. Dafür wurde eine Simulation der Geometrie im Frequenzbild mit Hilfe der Programmpakete MAFIA und HFSS durchgeführt. Das entsprechende MAFIA-Modell ist in Abbildung 9.11 dargestellt.

Die abgebildeten Pfeile deuten die Lage und die Stärke des magnetischen Feldes einer typischen Mode an. Aus diesen Simulationen wurde deutlich, daß eventuell generierte Moden hinter den Elektroden ‘gefangen’ sind, somit nur sehr schwach an den Strahl ankoppeln können und daher keine potentielle Anregungsquelle darstellen. Des Weiteren konnte mit Hilfe des 3D-HFSS-Programms gezeigt werden, daß fast die gesamte Modenleistung durch die Vakuumdurchführungen abgeführt wird [86]. Außerdem wurden zwei Dämpfungsantennen installiert, die an das magnetische Feld ‘gefangener’ Moden ankoppeln und diesen Leistung entziehen, die dann in angeschlossenen Lasten in Wärme umgewandelt wird.

Neben dem Modenspektrum wurden auch die Ohmschen Verluste berechnet, die durch Spiegelströme in den Kupferelektroden auftreten. Diese führen zur Erwärmung der Platten. Daraus resultierende Effekte können Längenänderungen und eine Verschlechterung des Vakuums in der Kickerstruktur sein. Eine Abschätzung der zu erwartenden Elektrodentemperaturen wurde durchgeführt. So wird im ersten Schritt die vom Elektronenstrahl in den Kupferelektroden deponierte Leistung berechnet nach:

$$P = R(\omega) I^2(\omega). \quad (9.11)$$

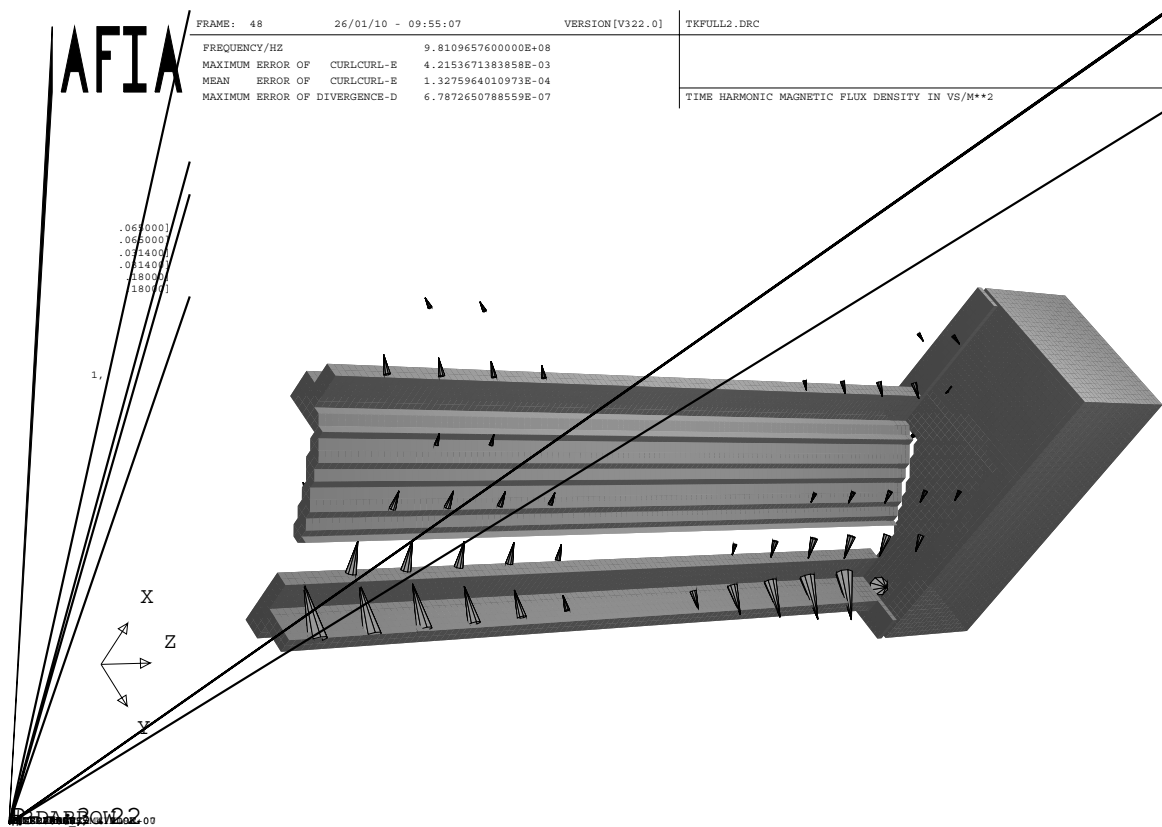


Abbildung 9.11: Mafía-Modell eines Oktanten der transversalen Kickerstruktur und Andeutung des Betrags des magnetischen Feldes einer typischen Mode

Dabei ist sowohl der Oberflächenwiderstand R als auch das Stromspektrum I eine frequenzabhängige Größe. Bei einem Strom von 400 mA ergibt sich eine Verlustleistung von ca. 0.8 Watt für die verwendeten Kupferelektroden. Im zweiten Schritt kann mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes die Elektrodentemperatur abgeschätzt werden, die sich bei gegebener Leistung P in einem Gesamtsystem aus Elektroden und Vakuumkammer bei Raumtemperatur einstellen würde [87]. Aus

$$P = C_{12} A_1 (T_1^4 - T_2^4) \quad (9.12)$$

und

$$C_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1 \right)} \quad (9.13)$$

kann so die Temperatur der Elektroden T_1 bestimmt werden. Dabei ist T_2 die Temperatur der umschließenden Vakuumkammer, ϵ_1, ϵ_2 sind die Emissionskoeffizienten von poliertem Kupfer bzw. Stahl (Kammerwand), σ ist die Strahlungskonstante und A_1, A_2 sind die abstrahlenden bzw. absorbierenden Oberflächen der Elektroden und der Kammerwand. Dabei wurde die vereinfachende Annahme gemacht, daß die vier Elektroden eine in sich geschlossene Kontur bilden, und somit die strahlinduzierte Leistung

gleichmäßig in der Gesamtfläche deponiert wird. Unter diesen Annahmen kann eine Temperatur der Elektroden von etwa 105°C abgeschätzt werden, wobei die zusätzliche Fläche durch die Kühlrippen bereits berücksichtigt wurde. Diese Temperatur erscheint im Hinblick auf die oben erwähnten Folgeerscheinungen, wie z.B. Längenausdehnung, als zu hoch. Möglichkeiten zur Reduktion der Temperatur ergeben sich durch :

1. Vergrößerung der Flächen A_1 und A_2
2. Erhöhung der Emissionskoeffizienten ϵ_1 und ϵ_2 .

Dem Punkt 1 konnte durch die bereits angesprochenen Kühlrippen an der Außenseite der Elektroden teilweise entsprochen werden, während die Fläche der Vakuumkammer nicht variierbar ist. Um beide Emissionskoeffizienten zu erhöhen, wurden die Außenseite der Elektroden und die Innenseite der Vakuumkammer einem Schwärzungsprozeß unterzogen. Die Beschichtung mit einer TiAlN-Schicht erfolgte am Fraunhoferinstitut für Werkstoff- und Strahltechnik in Dresden. Die dort gemessenen mittleren Koeffizienten¹³ der beschichteten Oberflächen werden mit $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.8$ angegeben. Damit ergibt sich mit obigem Modell eine Reduktion der Elektrodentemperatur um ca. 70°C. Zur Kontrolle der Elektrodentemperatur wird ein Strahlungspyrometer¹⁴ verwendet, welches aus der gemessenen Strahlungsleistung bei einer Wellenlänge von 7500-8200 nm die Temperatur des strahlenden Körpers bestimmt. Zu diesem Zweck wurde ein Zink-Selenid-Fenster mit einem Durchmesser von 24 mm in die Kammerwand des Kickers eingebaut. Dieses Material besitzt im genutzten Spektralbereich einen Transmissionsgrad von $> 70\%$.

Erste Messungen während der Inbetriebnahme ergaben eine Elektrodentemperatur von ca. 32°C bei 200 mA Strahlstrom.

Zusammenfassend sind in Tabelle 9.2 noch einmal wesentliche Parameter des transversalen Feedback-Kickers aufgelistet.

Eingangsimpedanz	50 Ω
Länge der Elektroden	0.3 m
Gesamtlänge des Kickers (mit Pumpstutzen und Balg)	0.6 m
Elektrodenabstand (x,y)	0.065 m, 0.035 m
Geometriefaktor (x,y)	1.1, 0.83
Kickspannung bei 1 MHz (x,y)	1.1 kV, 1.6 kV
Kickspannung bei 250 MHz (x,y)	0.7 kV, 1.0 kV

Tabelle 9.2: Parameter des TFB-Kickers

¹³Hierbei wurde über einen Wellenlängenbereich von 2-20 μm bei einer Temperatur von 20°C gemittelt

¹⁴Heitronics-KT15D

9.7 Inbetriebnahme und erste experimentelle Erfahrungen

Die Inbetriebnahme des TFB war ebenso wie die des LFB an jene Betriebsphasen der Speicherringanlage gebunden, die beschleunigerphysikalischen Studien gewidmet waren. So konnte im November 1999 der transversale Kicker als letztes Element im Speicherring installiert werden. Ein großer Anteil der Inbetriebnahmezeit war dem Test sämtlicher Komponenten ohne Beeinflussung des Elektronenstrahls gewidmet. Nach Verifizierung der Funktionsweise aller Hf-Bauteile bildete die zeitliche Abstimmung der Komponenten untereinander sowie bezogen auf den Elektronenstrahl den Schwerpunkt der Arbeiten. Bereits bei der Installierung des Gesamtsystems war eine Abstimmung der Kabellängen durch Messungen mit einem Netzwerkanalysator¹⁵ erfolgt, um eine zeitliche Überlappung des Korrekturkicks mit dem richtigen Teilchenpaket im Bereich von einigen Nanosekunden zu gewährleisten. Da sich der Kicker etwa 30 m hinter der zweiten BPM-Station (in Flugrichtung des Elektronenstrahls) befindet, kann das Korrektursignal auf Grund endlicher Signalverarbeitungsgeschwindigkeit erst bei dem der Messung folgenden Umlauf des Teilchenpakets übertragen werden. Die Abstimmung der Signalwege erforderte das Einfügen zusätzlicher Kabel. Die Feinjustierung der Kabellängen erfolgte durch Messungen mit einem einzelnen im Speicherring umlaufenden Teilchenpaket. Zur Detektion der Zeitstruktur des Meßsignals wurde ein hochauflösender Oszillograph¹⁶ verwendet.

1. Im ersten Schritt wurden die vier von den BPM-Elektroden kommenden Signale mit Hilfe von Phasenschiebern so justiert, daß diese zum gleichen Zeitpunkt an den Hybriden zur Positionsmessung (Abb.9.2) anliegen.
2. Im Folgenden mußte gewährleistet werden, daß die im Detektor verwendeten Mischer auf Amplitudendetektion (Gl.(6.17)) abgestimmt sind. Dies erfolgte mittels eines weiteren Phasenschiebers im Signalweg der 3 GHz-Referenzfrequenz.
3. Die Amplitudenmodulation der beiden unabhängigen Positionssignale der Detektoren muß an der Modulationseinheit ebenfalls zum gleichen Zeitpunkt erfolgen, um einen optimalen Variationsbereich der Amplituden zu ermöglichen. Zu diesem Zweck wurden variable mechanische Verzögerungsleitungen zwischen dem Detektor und dem Modulator installiert.
4. Zur Feinjustierung des Kicksignals wurde eine programmierbare Verzögerungseinheit (Bereich=10.23 ns, minimale Schrittweite=10 ps) eingesetzt. Dabei dienen die Kickeranschlüsse (stromabwärts) als diagnostisches Werkzeug, um sowohl das Kicksignal als auch das von den Teilchenpaketen induzierte Signal an der gleichen Elektrode zu beobachten.

Eine optimale Einstellung der Verzögerung des Korrektursignals ist in Abbildung 9.12 dargestellt, in der das Maximum des Kickersignals zwischen den beiden induzierten Spannungspulsen des umlaufenden Teilchenpakets liegt.

¹⁵Modell: HP87530

¹⁶Model: HP 54750 A

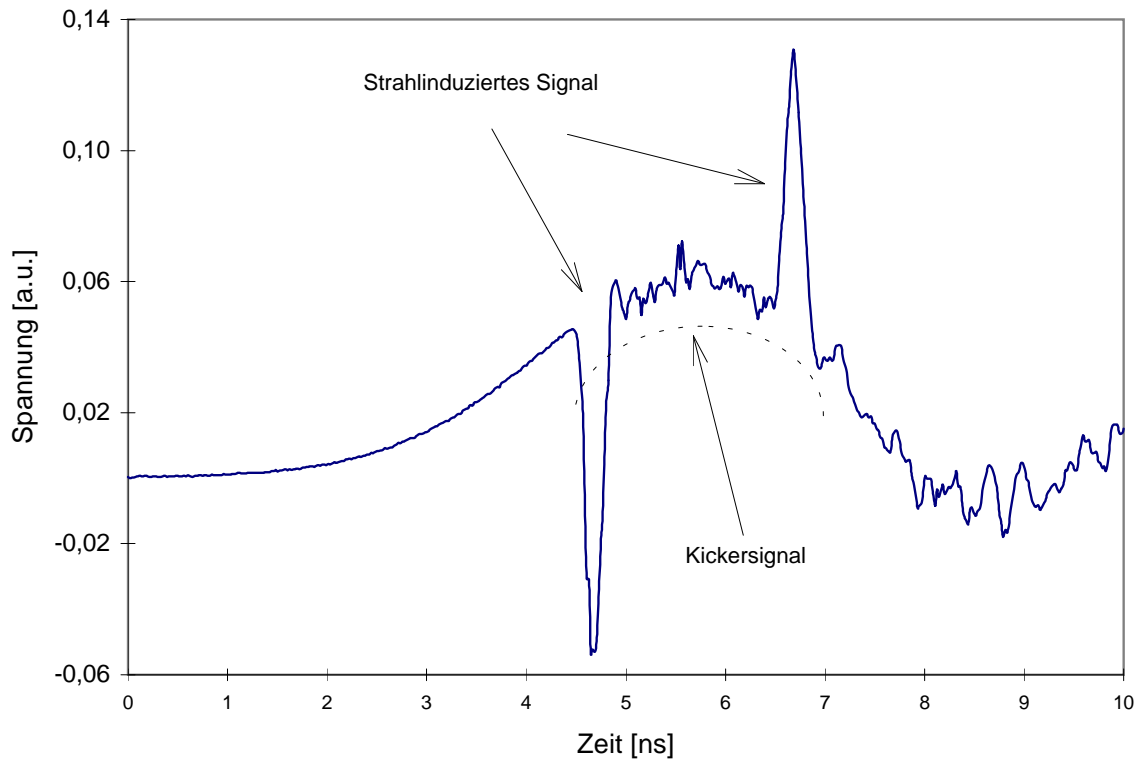


Abbildung 9.12: Überlagerung eines DC-Kickersignals (breites Maximum durch gestrichelte Linie angedeutet) mit dem Stromsignal eines einzelnen Teilchenpakets (ausgeprägtes schmales Minimum bzw. Maximum) zur zeitlichen Feinabstimmung des Korrekturkicks; abgeleitet von einer vertikalen stripline-Elektrode

Die optimale Unterdrückung statischer Signalanteile wird durch die Variation der Kabellängen im Korrelationsfilter bzw. durch die Anpassung der Signalamplituden beider Signalwege gewährleistet. Die Abbildung 9.13 zeigt ein typisches Meßsignal nach dem Durchgang durch den Filter mit vertikal instabilem Elektronenstrahl.

Die beiden vertikalen *tune*-Linien entsprechen dem unteren Seitenband der Mode $n=393$ bzw. dem oberen Seitenband der Mode $n=394$. Die erste Umlaufharmonische ist auf Grund des Filters in diesem Fall ca. -30 dB gegenüber der maximalen Anregung unterdrückt, so daß damit der Beitrag der statischen Komponente im Korrektursignal zu vernachlässigen ist.

Den letzten Abschnitt bei der Inbetriebnahme des TFB stellte die Optimierung der Kickersignalphase durch Variation der Koeffizienten aus Gl.(B.12) dar.

In jeder Ebene werden diese beiden freien Parameter durch Amplitudenmodulation der Positionssignale in der Modulatorkomponente festgelegt. Dies geschieht durch variable Kontrollspannungen, die am IF-Eingang des entsprechenden Mischers (siehe Abb.9.3) anliegen. Das Kriterium für eine optimale Phase war dabei, ob ein Dämpfungseffekt der Betatronschwingung in der jeweiligen Ebene zu beobachten war. Diese Prozedur erwies



Abbildung 9.13: Meßsignal eines vertikal instabilen Elektronenstrahls nach dem Durchgang durch den Korrelationsfilter, welches sowohl die vertikalen tune-Linien als auch die unterdrückte Umlaufharmonische zeigt

sich als gut reproduzierbar. In der so bestimmten Konfiguration stabilisiert das TFB den Elektronenstrahl zuverlässig. Bis zu Strömen von 380 mA konnte die Dämpfung von Instabilitäten durch das TFB nachgewiesen werden. Voraussetzung dafür ist eine effektive longitudinale Strahldämpfung durch das LFB, die bei diesen hohen Strömen nach dem Einbau der harmonischen Hohlraumresonatoren nicht immer gegeben war. Experimentelle Erfahrungen belegen, daß ein longitudinal instabiler Elektronenstrahl einen transversal stabilen Strahl bewirkt. Somit kann der Einfluß des TFB nur im Parallelbetrieb beider Feedbacksysteme nachgewiesen werden.

9.7.1 Meßergebnisse

Dieser Abschnitt soll einige Meßergebnisse präsentieren, die die Wirkung des transversalen Feedbacksystems auf den Elektronenstrahl belegen. Da dieses analoge System nicht über die Möglichkeit einer Datenspeicherung verfügt, bilden Spektrumanalysatoren das Hauptwerkzeug bei der Analyse des Schwingungszustandes des Elektronenstrahls.

So stellt die Abbildung 9.14 das Strahlspektrum des transversal instabilen Elektronenstrahls dar, wie es im Normalbetrieb mit geöffneter Feedbackschleife bei Strömen von 150 mA meßbar ist. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde hier nur ein Ausschnitt von 10 MHz (erste 9 Umlaufharmonische) des gesamten möglichen Anregungsbereiches von 250 MHz dargestellt, da hier die stärkste Strahlanregung zu messen war.

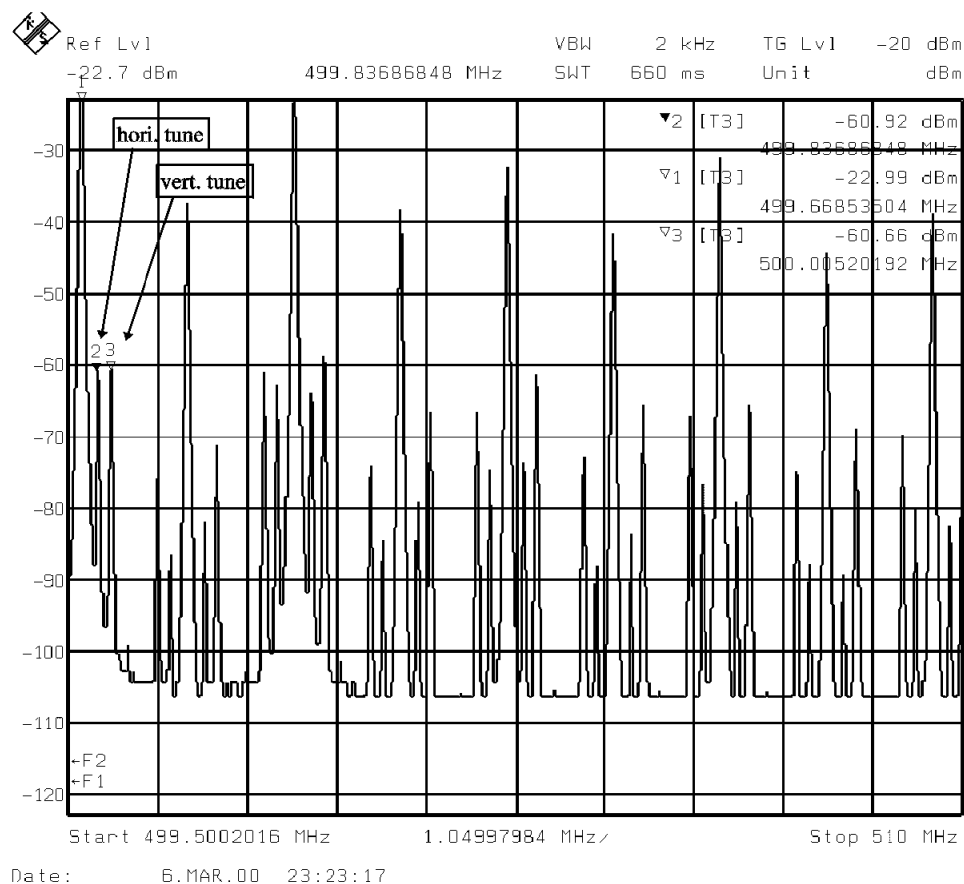


Abbildung 9.14: Horizontal und vertikal angeregte Betatronseitenbänder symmetrisch um die durchschnittlich 30 dB größeren Umlaufharmonischen (TFB aus); $I=150$ mA; $\xi_{x,y} = +1$

Deutlich zu erkennen ist die Anregung in beiden transversalen Ebenen (Betatronseitenbänder um die Umlaufharmonischen), wobei die vertikale Anregung über die horizontale dominiert.

Die vollständige Unterdrückung der transversalen Betatronschwingungen durch das Schließen der Feedbackschleife wird in Abbildung 9.15 dokumentiert.

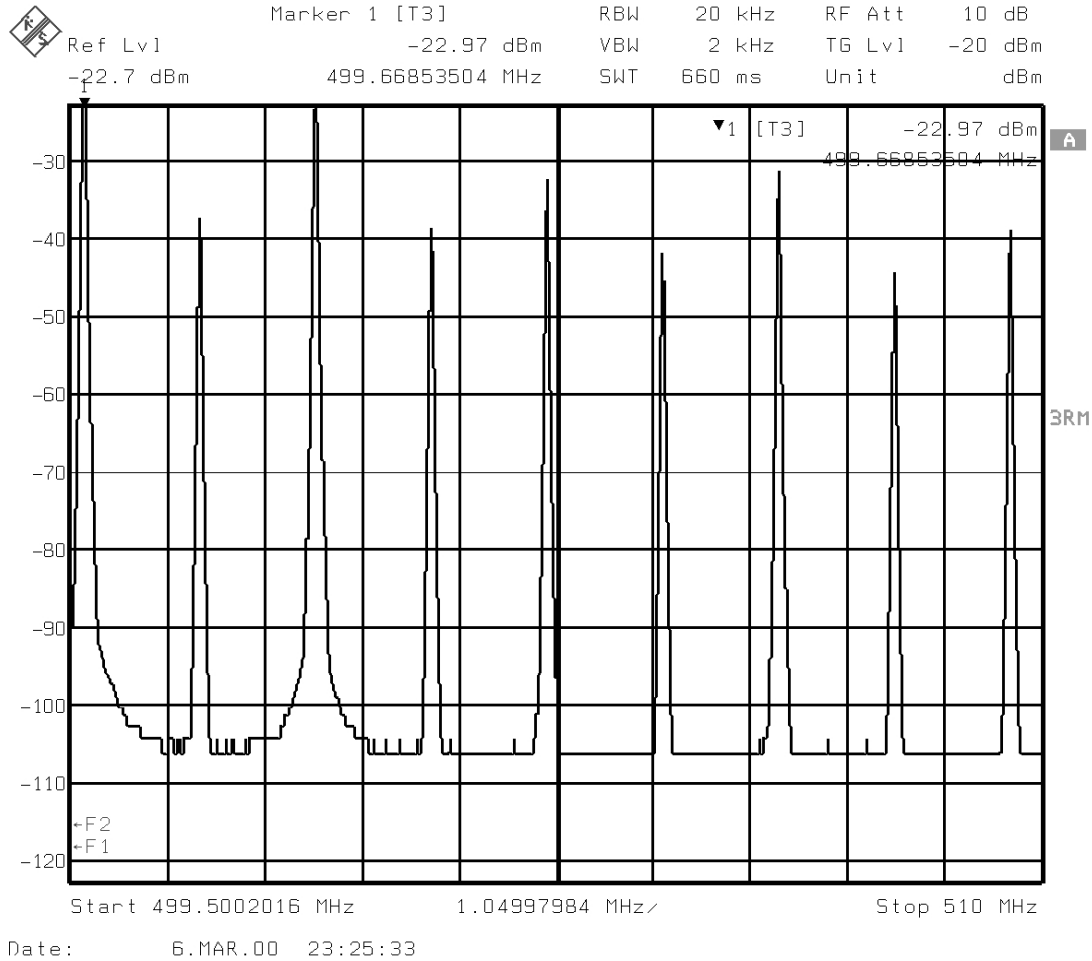


Abbildung 9.15: Strahlspektrum bei horizontal und vertikal stabilem Strahl (TFB an) und vollständiger Dämpfung aller Betatronseitenbänder; $I=150$ mA; $\xi_{x,y} = +1$

In diesem Fall kann eine Unterdrückung der Anregungsamplitude aller vorhandenen Schwingungsmoden um bis zu -45 dB nachgewiesen werden. Dieser Zustand eines transversal gedämpften Strahls konnte bis zu 380 mA Strahlsxtrom nachgewiesen werden. Die zeitlich gemittelte Breite des Elektronenstrahls (scheinbare Emittanz) ist ein ausschlaggebender Faktor für die Qualität der in den Undulatoren und Wiggler erzeugten elektromagnetischen Strahlung (siehe Einleitung). Vertikale und horizontale Strahlanregungen durch ungedämpfte *multi bunch*-Schwingungen bewirken beispielsweise eine solche Vergrößerung der Quellpunktdimensionen. Dieser Effekt wird in Abbildung 9.16 dargestellt [88] und demonstriert die Notwendigkeit des transversalen Feedbacksystems für den Experimentierbetrieb. Auf der linken Seite ist eine Intensitätsskala dargestellt,

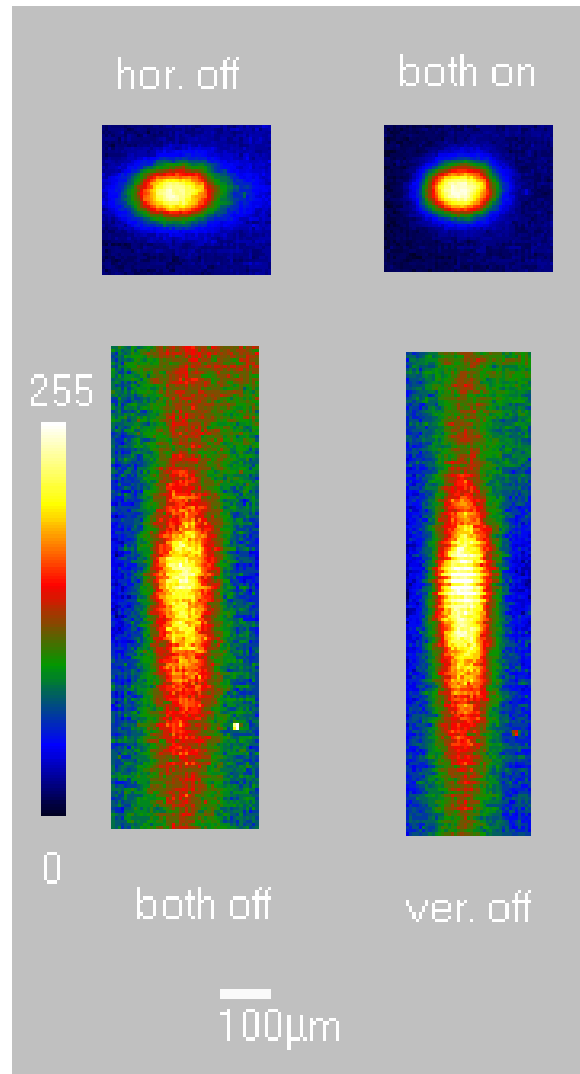


Abbildung 9.16: Normierter Synchrotronstrahlfleck bei verschiedenen Einstellungen des transversalen Feedbacksystems (aufgenommen an einem optischen System); *both off* entspricht horizontal und vertikal ausgeschaltetem Feedback; *ver.off* bzw. *hor.off* entspricht vertikal bzw. horizontal ausgeschaltetem Feedback; *both on* entspricht in beiden Ebenen eingeschaltetem Feedback; $I=150$ mA

die eine Abschätzung der transversalen Größe des Elektronenstrahls an Hand der in einem Dipol erzeugten Strahlung zulässt. So zeigen die unteren beiden Bilder die Abbildung des Synchrotronstrahlflecks eines vertikal stark angeregten Strahls, dessen Halbwertsbreite etwa $500\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. In diesem Fall ist die vertikale Ebene des TFB ausgeschaltet. Ein Experimentierbetrieb bei einem derart aufgeweiteten Quellpunkt ist nicht sinnvoll.

Eine drastische Reduzierung der Strahldimensionen auf etwa $45\text{ }\mu\text{m}$ erfolgt durch das Zuschalten der vertikalen Dämpfung (linkes, oberes Bild).

Der optimale Zustand wird mit der geschlossenen Feedbackschleife in beiden Ebenen

erreicht, was im rechten, oberen Bild dargestellt ist. Hierbei wird in horizontaler Richtung der Strahlquerschnitt von ca. $120\ \mu\text{m}$ auf etwa $65\ \mu\text{m}$ reduziert.

Diese Werte entsprechen dem auf Grund der Ringoptik vorgegebenen minimal zu erwartenden Strahlquerschnitt an der Stelle des optischen Systems.

Damit wird deutlich, daß durch die Inbetriebnahme des transversalen Feedbacksystems Bedingungen geschaffen worden sind, die die Anforderungen an die Quellgröße des Elektronenstrahls bei einer Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation kontinuierlich gewährleisten.

9.8 Zusammenfassende Bemerkungen zum TFB

Das Auftreten von unvermeidbaren *multi bunch*-Instabilitäten in transversaler Richtung bildete seit der Inbetriebnahme von BESSY-II eine wesentliche Quelle für vertikale und horizontale Strahlaufweitungen.

Zur Dämpfung dieses Effekts wurde im Sommer 1997 mit dem Bau eines TFB begonnen. Da es sich hierbei um ein *multi bunch*-Feedbacksystem handelt, wurde die Bandbreite aller entscheidenden Komponenten auf mindestens 250 MHz ausgelegt. Sämtliche Systembestandteile wurden im Rahmen dieser Arbeit gebaut. Besondere Anstrengungen wurden bei der Entwicklung des transversalen Kickers unternommen, um den begrenzten Platzverhältnissen im Speicherring Rechnung zu tragen.

Die hier präsentierten Ergebnisse zeigen wichtige Aspekte der Entwicklung und Auslegung aller wesentlichen Komponenten des Systems und geben einen Überblick über den Gesamtaufbau des TFB.

Nach einer umfangreichen Testphase der entwickelten Komponenten konnte das System im Dezember 1999 erfolgreich in Betrieb genommen werden und arbeitet seitdem zuverlässig im Routinebetrieb bei maximalen Strömen von 220 mA. Eine vollständige Dämpfung der transversalen Oszillationen über diesen von den Experimentatoren gewünschten Strom hinaus konnte ebenfalls gezeigt werden.

Vor dem Einsatz des TFB wurden transversale Instabilitäten durch hohe positive Chromatizitäten ($\xi_x, \xi_y = 4.5$) gedämpft, was eine allgemein übliche Methode an Synchrotronstrahlungsquellen ohne Feedback zur transversalen Strahldämpfung ist. Dies führt zur Einschränkung der dynamischen Apertur und vermindert somit die Strahllebensdauer.

Dieser Effekt wurde durch den Einsatz des Feedbacksystems vermieden, da die horizontale und vertikale Chromatizität auf $\xi_x, \xi_y = 1.0$ reduziert werden konnten. Eine Verbesserung der Strahllebensdauer um etwa 40 % konnte bei einem Gesamtstrom von 200 mA beobachtet werden [89].

Die stark verkleinerte Emittanz des Elektronenstrahls wurde dokumentiert und bildet eine unverzichtbare Voraussetzung für den erfolgreichen Betrieb von BESSY-II als hochleistungsfähige Synchrotronstrahlungsquelle.

10 Ausblick

Unter den derzeit gültigen Operationsparametern der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY-II konnte der zuverlässige Betrieb des longitudinalen und transversalen Strahldämpfungssystems nachgewiesen werden. Der zukünftige Einbau weiterer *insertion devices* wird auf Grund schmalerer Vakuumkammern und dem damit verbundenen größeren Einfluß des *resistive wall*-Effekts besonders an das TFB höhere Anforderungen stellen, die aber mit den bestehenden Reserven in der Hf-Leistung des Verstärkers aufgefangen werden können.

Um die Nutzungsdauer des Elektronenstrahls für die Experimentatoren zu vergrößern, wurden vor kurzem vier harmonische Resonatoren zur Verlängerung der Teilchenpakete in den Speicherring eingebaut. Durch die Verlängerung des Paketes wird die Streuung von Elektronen innerhalb eines Teilchenpakets verringert, was zu einer höheren Lebensdauer führt. Die Inbetriebnahme dieser zusätzlichen Kavitäten kann sowohl für das TFB als auch für das LFB auf Grund veränderter Maschinenparameter und zusätzlicher HOM's einige Modifikationen der Feedbacksysteme erfordern:

- So ist eine starke Veränderung des longitudinalen Arbeitspunktes mit dem Strom zu erwarten, der den Einsatz der bisher genutzten FIR-Filter im LFB auf Grund der stark variierenden Filterphase eventuell uneffektiv macht. Ein optimierter IIR-Filter mit höherer Bandbreite könnte zur Lösung des Problems beitragen.
- Es treten zusätzliche, messbare Strahlanregungen durch HOM's in den harmonischen Resonatoren auf, die durch den Einbau von geeigneten Dämpfungsantennen zur Auskopplung der HOM-Leistung reduziert werden können. Eine weitere Alternative stellt die Erhöhung der Verstärkerleistung dar.
- Erste Messungen zeigen, daß eine starke Variation der synchronen Phase durch *beam loading*-Effekte in den harmonischen Hohlraumresonatoren zu erwarten ist. Unterschiede in der synchronen Phase einzelner Teilchenpakete von bis zu 50° konnten beobachtet werden. Dies beschränkt den dynamischen Bereich der Detektorkomponenten im LFB und im TFB und erschwert die Abstimmung des Korrekturkicks auf das entsprechende Teilchenpaket. Erste Überlegungen für das LFB gehen dahin, die Detektionsfrequenz von 3 GHz auf 1.5 GHz abzusenken und damit den dynamischen Bereich der Detektion zu vergrößern. So wäre eine Detektion der Phase der Teilchenpakete über einen Bereich von 60 Grad möglich.

Für das TFB wäre eine *homodyne*-Detektion der Ortsablage der Teilchenpakete zur Lösung dieses Problems geeignet (siehe Abs.9.2), da diese Art der Detektion unabhängig von der longitudinalen Teilchenpaketbewegung ist.

Die Lösungsansätze für die genannten Probleme scheinen relativ einfach umsetzbar zu sein. Durch den angestrebten Parallelbetrieb der harmonischen Resonatoren zur Lebensdauererhöhung und den Feedbacksystemen zur Strahlstabilisierung ist ein weiterer Qualitätssprung in der Leistungsfähigkeit der BESSY-II Synchrotronstrahlungsquelle zu erwarten.

11 Danksagung

Die vorliegende Arbeit konnte nur durch die ausgezeichnete Betreuung, gute Zusammenarbeit und große Unterstützung von Freunden und Mitarbeitern entstehen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. E. Jaeschke für die sehr interessante Themenstellung und die damit verbundene Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit unter hervorragenden Arbeitsbedingungen. Seiner Unterstützung konnte ich mir immer gewiß sein.

Dr. S. Khan danke ich für sein persönliches und fachliches Engagement während des gesamten Projekts. Seine zahlreichen Anregungen und Ideen sowie seine humorvolle Art waren für den Fortgang der Arbeit sehr förderlich. Nicht zuletzt erwies sich seine kritische Durchsicht der Dissertationsarbeit als wertvolle Hilfe.

Ich möchte auch Dr. D. Krämer danken, der mich seit meinen ersten Tagen bei BESSY-II stets unterstützte und für Probleme immer ein offenes Ohr hatte. Dank seines Einsatzes konnten Reibungsverluste minimiert werden, so daß das gesamte Projekt in diesem Zeitrahmen möglich wurde.

Mein besonderer Dank gilt der gesamten Maschinengruppe von BESSY-II. Der gute Umgang miteinander ist jeder Arbeit förderlich. Hervorheben möchte ich Dr. W. Anders, Dr. J. Feikes und Dr. P. Kuske, die durch zahlreiche Diskussionen und tatkräftige Hilfe, insbesondere bei der Inbetriebnahme der Feedbacksysteme, einen großen Anteil am Gelingen des Projektes haben.

Ich danke J. Fox, S. Prabhakar, D. Teytelman und A. Young vom SLAC für die große Unterstützung bei der Inbetriebnahme des LFB und für die Hilfe bei der Datenauswertung durch Bereitstellung vieler MATLAB-Programme.

Bei J. Byrd und G. Stover von der ALS möchte ich mich für ihre Geduld bei der Beantwortung meiner Fragen bezüglich des TFB und für ihre Gastfreundschaft während meiner Besuche bedanken.

A. Gallo sowie F. Marcellini vom INFN haben großen Anteil an der Entwicklung des longitudinalen Feedback-Kickers. Bei meinen Besuchen in Frascati konnte ich sehr von Ihrem Wissen profitieren.

A Die BESSY-II-Parameterliste

In Tabelle A.1 sind einige wesentliche Maschinenparameter von BESSY-II aufgelistet.

Parameter	Wert	Einheit
Nominelle Strahlenergie E	1.7	GeV
Maximale/Minimale Strahlenergie E_{Max}/E_{Min}	1.9/0.9	GeV
Umfang des Speicherrings	240	m
Hf-Frequenz f_{Hf}	499.654	MHz
Umlauffrequenz f_0	1.249	MHz
Typischer Strahlstrom (<i>multi bunch</i> -Betrieb) I_{Typ}	220	mA
Maximaler Strahlstrom (<i>multi bunch</i> -Betrieb) I_{Max}	400	mA
Anzahl der Elektronen (<i>multi bunch</i> -Betrieb) N (pro 100 mA)	$5 \cdot 10^{11}$	
Arbeitspunkt (longitudinal) ν_s	0.0056	-
Arbeitspunkte (horiz./vert.) ν_x/ν_y	17.84 / 6.73	-
Harmonischenzahl h	400	-
Synchroner Phasenwinkel Ψ_s	170	Grad
Strahlungsverluste W_v in Dipolen/ID's (pro Umlauf)	170/40	keV
Natürliche Emittanz ε_x	$6 \cdot 10^{-9}$	rad · m
Natürliche Energieunschärfe $(\Delta E/E)_n$	$7 \cdot 10^{-4}$	-
Anzahl der Teilchenpakete M (<i>multi bunch</i> -Modus)	130/260	-
<i>momentum compaction</i> -Faktor α	$7.3 \cdot 10^{-4}$	-
Teilchenpaketlänge (Sigma) τ_l	$16 \cdot 10^{-12}$	sec
Dämpfungszeiten horiz./vert./long. τ_x, τ_y, τ_s (ohne ID's)	16/16/8	ms

Tabelle A.1: Maschinenparameter der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY-II [8]

Parameter von eingebauten speziellen Magnetstrukturen (*insertion devices*) zur Erzeugung hochbrillanter Synchrotronstrahlung sind in Tabelle A.2 angegeben (Stand März 2000).

Bezeichnung	U-125	U-49	U-41	UE-56	U-180	4T WLS
Anzahl	1	2	1	2	1	1
Höhe der Vakuumkammer [mm]	11	11	11	11	32	32
Energiebereich [eV]	10-1300	130-1600	170-1800	90-1300	25-1900	> 2000

Tabelle A.2: Parameter der Synchrotronstrahlungsquellen bei BESSY-II; U-xx bedeutet Undulator mit der Periodenlänge xx mm; 4T-WLS bedeutet 4 Tesla-Wellenlängenschieber

B Berechnung der Korrektursignale des TFB

B.1 Der optimale Phasenvorschub zwischen Detektor und Kicker

Die Teilchenbahn in transversaler Richtung kann an jedem Punkt z entlang des Sollorbits durch einen Bahnvektor \vec{X}_z beschrieben werden. Betrachtet man den Bahnvektor an zwei verschiedenen Orten z_0 und z_1 , so ist der Zusammenhang zwischen beiden Vektoren durch eine Transformationsmatrix M_{0-1} gegeben [2]:

$$\vec{X}_1 = M_{0-1} \vec{X}_0 \implies \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = M_{0-1} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Die Komponenten der Matrix M können dabei durch die optischen Funktionen $\alpha(z)$ und $\beta(z)$ und den Phasenvorschub der Betafunktion $\Psi(z)$ beschrieben werden. Es gilt:

$$\alpha(z) = -\frac{\beta'(z)}{2}, \quad \Psi(z) = \int_0^1 \frac{1}{\beta(\hat{z})} d\hat{z}. \quad (\text{B.2})$$

Für M_{0-1} gilt:

$$M_{0-1} = \begin{pmatrix} \overbrace{\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}}(\cos \Psi_{0-1} + \alpha_0 \sin \Psi_{0-1})}^{a_{11}} & \overbrace{\sqrt{\beta_0 \beta_1} \sin \Psi_{0-1}}^{a_{12}} \\ \underbrace{\frac{(\alpha_0 - \alpha_1) \cos \Psi_{0-1} - (1 + \alpha_0 \alpha_1) \sin \Psi_{0-1}}{\sqrt{\beta_0 \beta_1}}}_{a_{21}} & \underbrace{\sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}}(\cos \Psi_{0-1} - \alpha_1 \sin \Psi_{0-1})}_{a_{22}} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Somit sind sowohl die Ortskomponente x_1 als auch der Winkel x'_1 unter Kenntnis der optischen Funktionen an den Punkten z_0 und z_1 aus den Anfangsbedingungen und der Kenntnis des Phasenvorschubs ableitbar.

Betrachtet man den allgemeinen Fall eines positionsempfindlichen Detektors an der Stelle z_0 und eines Kickers an der Stelle z_1 , so bestimmt der Abstand beider Systeme den Phasenvorschub der transversalen Betafunktionen. Im folgenden Abschnitt wird ein optimaler Wert für den Phasenvorschub abgeleitet. Der Kicker überträgt einen eng lokalisierten Kick, der proportional zur Ablage des Teilchenpakets von der Sollposition am Detektor ist. Somit gilt für den Bahnvektor direkt vor $(\vec{X}_1)_V$ bzw. nach dem Kicker $(\vec{X}_1)_N$:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}_V = M_{0-1} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}_N = \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}_V + \begin{pmatrix} 0 \\ gx_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Die Verstärkung g ist durch das Feedbacksystem einstellbar.

Die Einteilchenemittanz an diesen beiden Stellen ist:

$$\varepsilon_V = \left(\frac{1 + \alpha_1^2}{\beta_1} \right) x_{1,V}^2 + 2\alpha_1 x_{1,V} x'_{1,V} + \beta_1 x_{1,V}^2, \quad (\text{B.5})$$

$$\varepsilon_N = \left(\frac{1 + \alpha_1^2}{\beta_1} \right) x_{1,V}^2 + 2\alpha_1 x_{1,V} (x'_{1,V} + g x_0) + \beta_1 (x'_{1,V} + g x_0)^2. \quad (\text{B.6})$$

Der Kicker soll zur Verkleinerung der Emittanz beitragen:

$$\varepsilon_N - \varepsilon_V = (2\alpha_1 x_{1,V} x_0 + 2\beta_1 x_0 x'_{1,V} + \beta_1 g x_0^2) g < 0. \quad (\text{B.7})$$

Somit findet man für die Verstärkungsfunktion g:

$$-2 \left[\frac{\alpha_1 x_{1,V}}{\beta_1 x_0} + \frac{x'_{1,V}}{x_0} \right] > g. \quad (\text{B.8})$$

Der Bahnvektor am Ort des Kickers kann mit Gl.(B.1) durch den Bahnvektor am Ort des Detektors beschrieben werden. Damit folgt:

$$-2 \left[\frac{\alpha_1 a_{11}}{\beta_1} + a_{21} + \left(\frac{\alpha_1 a_{12}}{\beta_1} + a_{22} \right) \frac{x'_0}{x_0} \right] > g. \quad (\text{B.9})$$

Mit dem Einsetzen der entsprechenden Koeffizienten a_{12} und a_{22} aus Gl.(B.3) folgt:

$$-2 \left[\frac{\alpha_1 a_{11}}{\beta_1} + a_{21} + \underbrace{\left(\sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \cos \Psi_{0-1} \right)}_A \frac{x'_0}{x_0} \right] > g. \quad (\text{B.10})$$

Das Verhältnis x'_0/x_0 ist nicht durch den Detektor meßbar und kann beliebige Werte annehmen. Die Ungleichung B.10 kann nur dann für jeden beliebigen Bahnvektor \vec{X}_0 erfüllt werden, wenn $A=0$ gilt. Somit folgt für den Phasenvorschub Ψ_{0-1} zwischen Detektor und Kicker:

$$\Psi_{0-1} = \pm(2n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad \text{mit } n=0, 1, 2, \dots, \infty. \quad (\text{B.11})$$

Der somit festgelegte Abstand zwischen Detektor und Kicker sichert dann eine Verkleinerung der Emittanz durch den Kick, proportional zur Ortsablage des Teilchenpakets am Detektor.

B.2 Berechnung des Korrektursignals aus zwei unabhängigen Ortsmessungen

Um für beliebige Phasenvorschübe Ψ_{0-1} zwischen Detektor und Kicker ein Korrektursignal zu generieren, welches effektiv zur Dämpfung beiträgt, können zwei Detektoren verwendet werden. Dabei wird die Ortsposition an zwei verschiedenen Stellen x_0, x_1 im Ring gemessen und daraus die notwendige Winkelkorrektur x'_2 am Ort des Kickers berechnet:

$$x'_2 = A \cdot x_0 + B \cdot x_1. \quad (\text{B.12})$$

Die Koeffizienten A, B ergeben sich aus den beiden Matrizengleichungen:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = M_{0-1} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.13})$$

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = M_{0-2} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.14})$$

Nach Einsetzen der entsprechenden Funktionen aus Gl.(B.3) folgt:

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\alpha_0 - \alpha_2)\cos\Psi_{0-2} - (1 + \alpha_0\alpha_2)\sin\Psi_{0-2}}{\sqrt{\beta_0\beta_2}} \\ &\quad - \frac{\sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}(\cos\Psi_{0-2} - \alpha_2\sin\Psi_{0-2})(\cos\Psi_{0-1} + \alpha_0\sin\Psi_{0-1})}{\sqrt{\beta_1\beta_0}\sin\Psi_{0-1}}, \\ B &= \frac{\sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_2}}(\cos\Psi_{0-2} - \alpha_2\sin\Psi_{0-2})}{\sqrt{\beta_1\beta_0}\sin\Psi_{0-1}}. \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

Durch diese Art der Detektion kann bei beliebiger Position der Detektoren und des Kickers im Speicherring ein Korrektursignal durch entsprechende Koeffizientenbildung (A, B) abgeleitet werden. Wird diese durch variable Kontrollspannungen realisiert, ist eine Anpassung an sich ändernde Maschinenparameter leicht möglich.

C Modenspektrum BESSY-II

In Tabelle C.1 sind die numerisch bestimmten longitudinalen Moden eines 3-dimensionalen Modells des bei BESSY-II eingesetzten Hohlraumresonators aufgeführt. Sämtliche Moden sind mit Hilfe des MAFIA-Programms bestimmt worden [32].

Modentyp	Frequenz [MHz]	Güte	Shuntimpedanz [$M\Omega$]
TM010	499.6	37833	3.009
TM011	742.9	24704	0.811
TM020	1147.2	41890	0.031
TM012	1188.0	32640	0.169
TM021	1292.7	24459	0.109
TM022	1584.3	40415	0.172
TM013	1707.2	27203	0.029
TM030	1763.8	17011	0.002
TM031	1849.5	6765	0.001

Tabelle C.1: Longitudinales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators

Modentyp	Frequenz [MHz]	Güte	Shuntimpedanz [$M\Omega$]
TM110	768.9	40113	0.369
TM111	930.1	1270	0.027
TM112	1357.8	8583	0.001
TM120	1422.0	47628	0.008
TM121	1506.3	46006	2E-4
TE111	653.9	40526	0.050
TE112	1100.6	47074	0.083
TE113	1585.6	32460	0.006
TE121	1173.9	22715	1E-5
TE122	1534.3	45133	7E-4
TE131	1836.6	2939	3E-7

Tabelle C.2: Horizontales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators

Modentyp	Frequenz [MHz]	Güte	Shuntimpedanz [$M\Omega$]
TM110	778.7	36970	0.313
TM111	929.1	1270	0.027
TM112	1374.0	15133	0.001
TM120	1460.1	2094	2E-5
TM121	1497.6	52688	3E-4
TE111	642.8	37369	0.039
TE112	1101.1	46371	3E-5
TE113	1588.4	26904	0.005
TE121	1211.0	15206	3E-8
TE122	1539.1	52398	7E-7
TE131	1839.4	9710	2E-5

Tabelle C.3: Vertikales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators

D Filtertransferfunktionen

Es werden theoretische FIR-Filtertransferfunktionen angegeben, die sich durch die Anzahl der verwendeten Filterkoeffizienten K unterscheiden. Während das Maximum der Amplitude und die Phase bei der Synchrotronfrequenz erhalten bleiben, ist die Reduzierung der Linienbreite der Betragsfunktion mit steigenden K deutlich erkennbar.

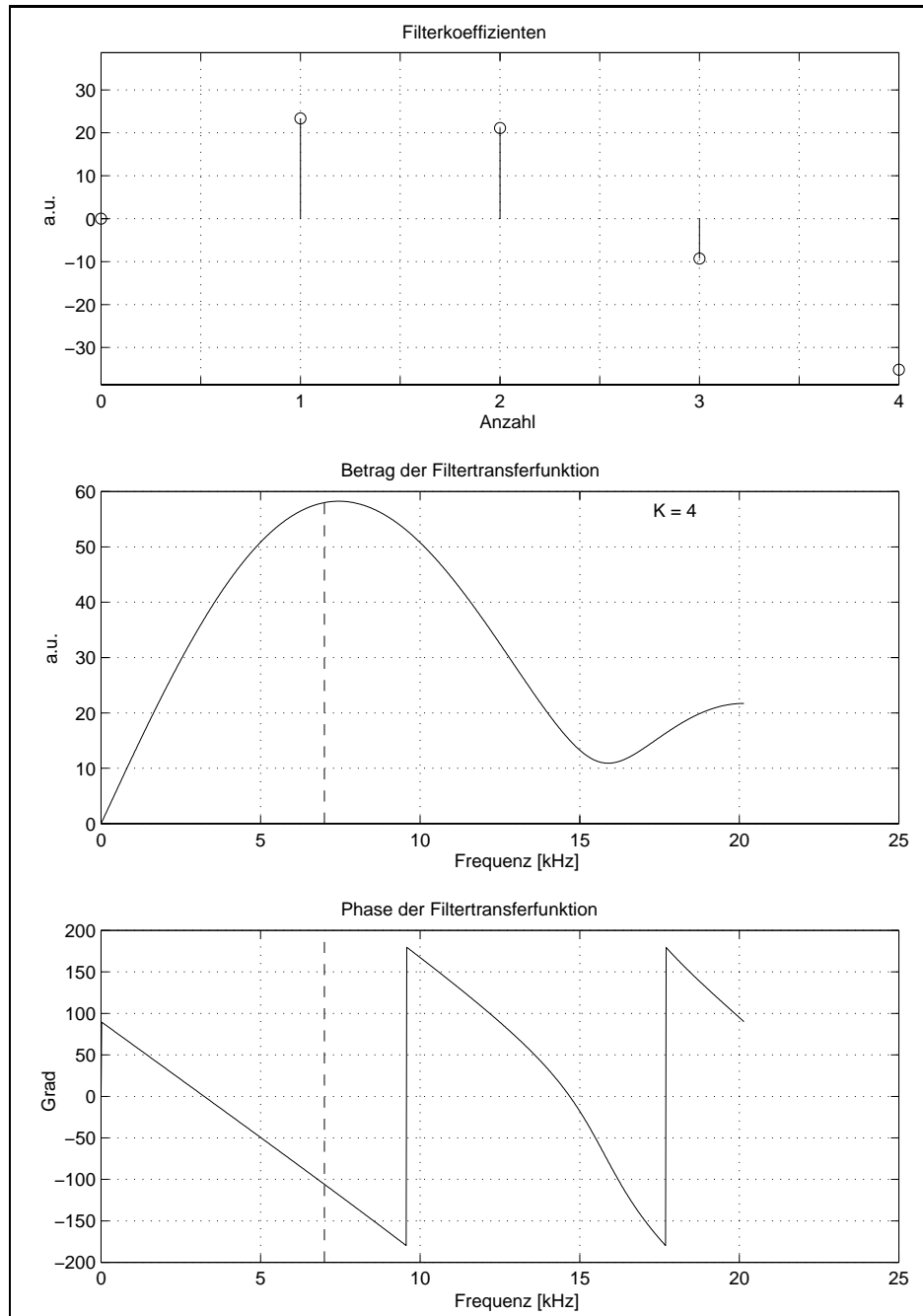


Abbildung D.1: Filterkoeffizienten und FIR-Transferfunktion bei $K=4$: die gestrichelte Linie entspricht der Synchrotronfrequenz

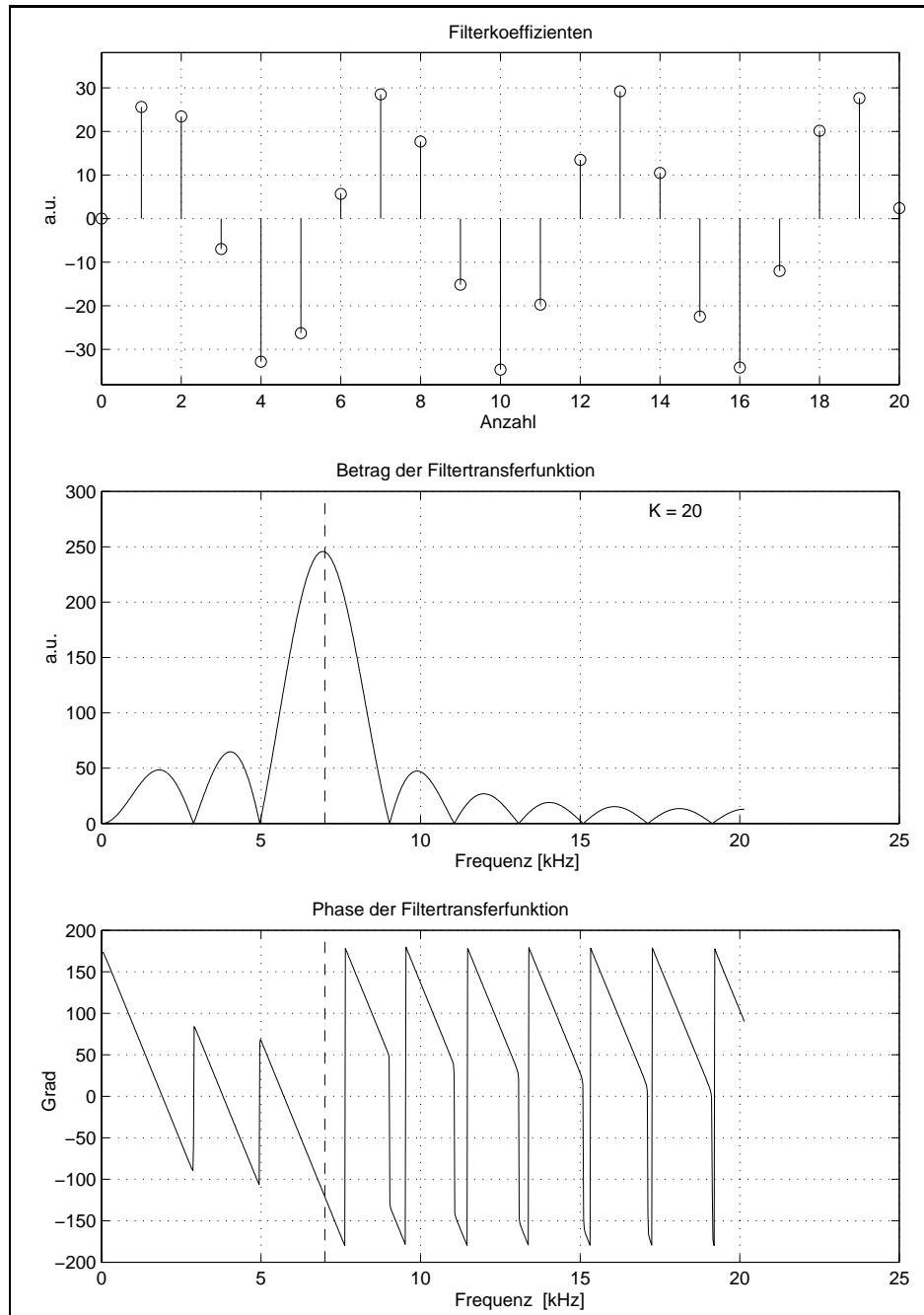


Abbildung D.2: Filterkoeffizienten und FIR-Transferfunktion bei $K=20$: die gestrichelte Linie entspricht der Synchrotronfrequenz

E Höhere Moden im BESSY-II-Kicker

Es werden die Streuparameter S_{21} der HOM's des longitudinalen Kickers dargestellt. Die Simulation erfolgte durch HFSS.

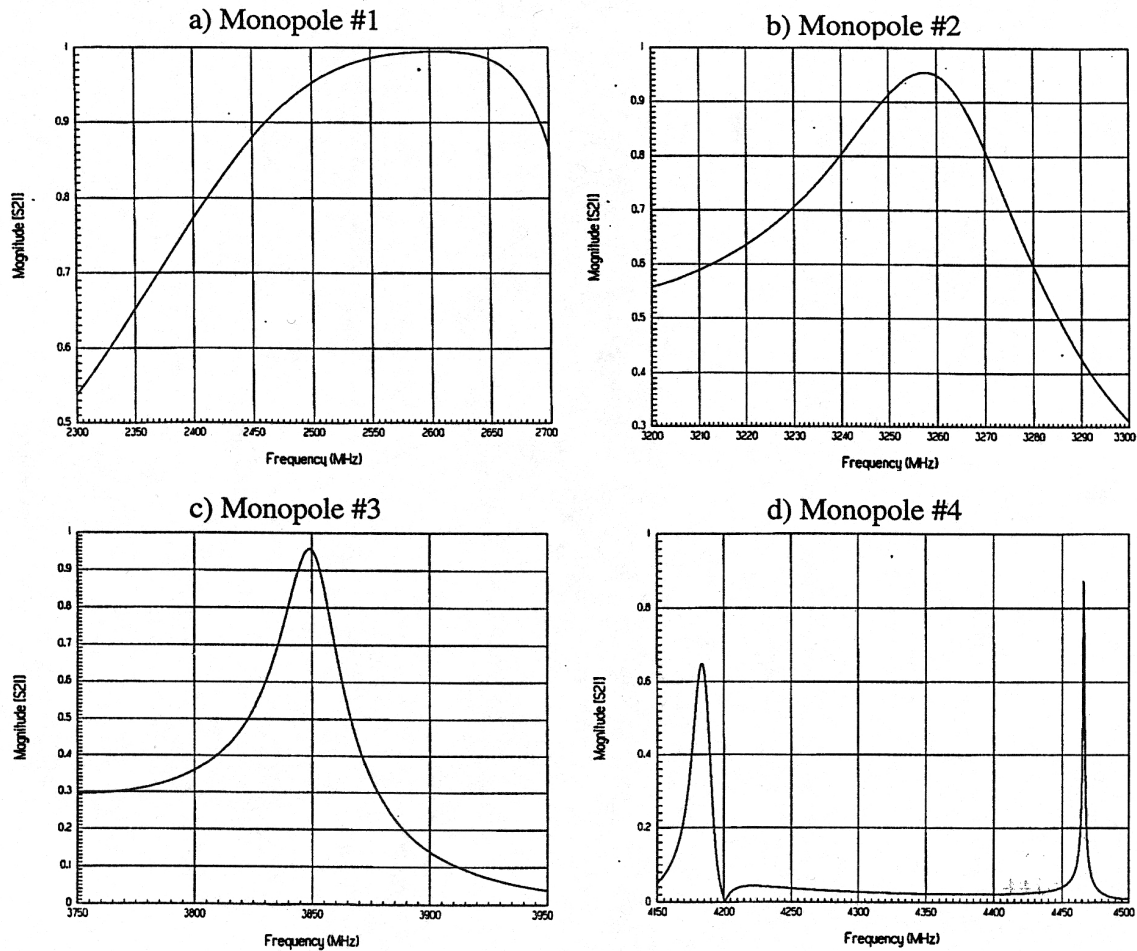


Abbildung E.1: Monopolmoden des BESSY-II-Kickers

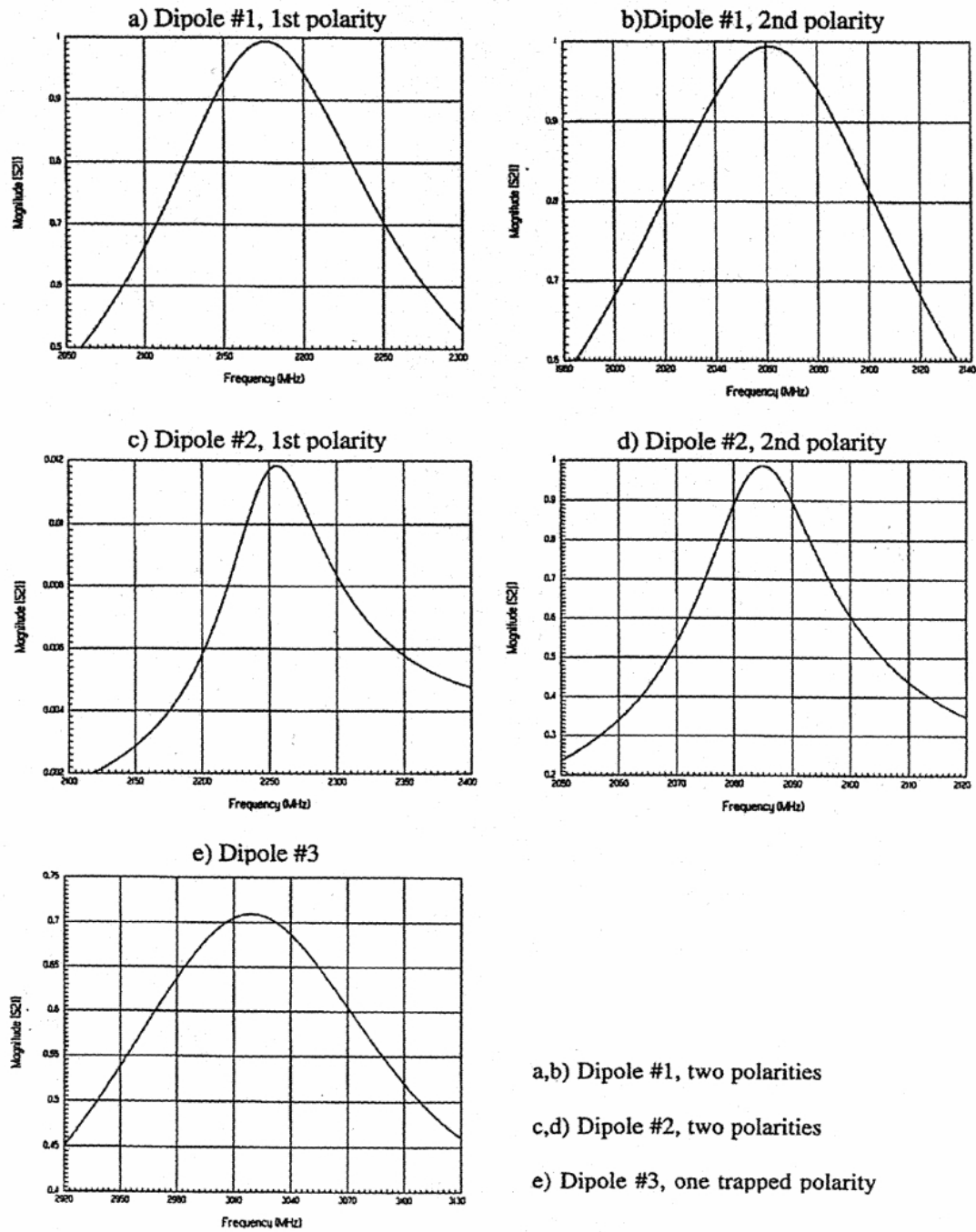


Abbildung E.2: Dipolmoden unterschiedlicher Polarität des BESSY-II-Kickers

Abbildungen

1.1	Speicherringanlage BESSY-II mit den beiden Vorbeschleunigern (Mikrotron und Synchrotron) sowie dem Speicherring. Die Vielzahl der Strahlrohre zur experimentellen Nutzung des Synchrotronlichts sind angedeutet. (Maßstab: ca. 1:930)	1
1.2	Durchstimmkurven der ersten fünf Harmonischen des Undulators U49 unter Annahme einer Energiebreite von $\frac{\Delta E}{E} = 8 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\frac{\Delta E}{E} = 40 \cdot 10^{-4}$; $I=100$ mA	4
3.1	Querschnittsänderung der Vakuumkammer als Quelle induzierter wake-Felder [11]	11
3.2	Qualitative Beschreibung des Impedanzmodells der Vakuumkammer eines fiktiven Speicherrings	15
4.1	Schematische Darstellung der ersten drei azimuthalen <i>single bunch</i> -Moden ($m=1,2,3$) im Phasenraum (oben) und als Variation der Ladungsdichte (unten). Die beiden dargestellten Zustände sind durch die Zeit $\pi/m\omega_s$ getrennt.	17
4.2	Frequenzspektrum longitudinaler <i>multi bunch</i> -Moden bei einer Gesamtzahl von $M=4$ Teilchenpaketen; oben: Synchrotronseitenbänder der Mode $m=1$; unten: Synchrotronseitenbänder der Moden $m=1,2,3$	19
4.3	Schematische Darstellung des Formfaktors der Moden $m=1,2,3$	19
4.4	Schematische Darstellung der ersten drei transversalen <i>single bunch</i> -Moden ($m = 0, \pm 1, \pm 2$) an einem positionsempfindlichen Detektor, über eine Synchrotronperiode, Chromatizität $\xi = 0$	22
4.5	Transversales Dipol-Modenspektrum von vier Teilchenpaketen bei einem transversalen Arbeitspunkt von $\nu = 2.3$ und positiver Chromatizität. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Einhüllende der Amplitude der $m=0$ Mode	23
4.6	Frequenzabhängiger Formfaktor der Moden $m=0,1,2$ für $\xi = 0$	23
6.1	Konzeptionelle Darstellung eines Feedbacksystems	31
6.2	Schematischer Aufbau eines Feedbacksystems	35
6.3	Schematischer Aufbau eines Detektorsystems zur longitudinalen Phasenmessung (Abschnitt a) und transversalen Ortsmessung (Abschnitt b)	36
6.4	oben: Longitudinales <i>mode by mode</i> -Feedbacksystem; unten: Filtercharakteristik zur Dämpfung von oberen und unteren Seitenbändern	39
6.5	Schema eines digitalen <i>bunch by bunch</i> -Feedbacksystems, wie es bei HE-RA für einen Teilchenpaketabstand von 92 ns eingesetzt wird [49]	40
6.6	Realisierungsmöglichkeit eines analogen 2-Wege-Filters für ein Moden-Feedback	41
6.7	Aufbau eines FIR- (A) bzw. IIR-Filters (B)	43
7.1	Longitudinale Dämpfungsrate als Funktion der Phasenabweichung; N =Anzahl der Kicker	48
7.2	Transversale Dämpfungsrate als Funktion der Ortsabweichung	49

7.3	Longitudinale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsraten der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des longitudinalen Feedbacksystems sind eingetragen	50
7.4	Horizontale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsraten der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des transversalen Feedbacksystems sind eingetragen	52
7.5	Vertikale Anstiegsraten als Funktion der Modennummer n unter Annahme von vier identischen Beschleunigungsresonatoren bei $I=400$ mA. Die theoretischen Dämpfungsraten der Synchrotronstrahlungsdämpfung und des transversalen Feedbacksystems sind eingetragen	53
7.6	Transversale Anstiegsraten der instabilsten <i>multi bunch</i> -Mode (für Modennummer $m=0$) als Funktion der Chromatizität ξ und des gebrochenzahligen Anteils des vertikalen Arbeitspunktes ; spezifische elektrische Leitfähigkeit $\sigma_{Stahl} = 1.4 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega m}$, $b_{x,y}$ bezeichnen mittlere Kammerradien	54
8.1	Longitudinales Feedbacksystem des BESSY-II-Speicherringes	56
8.2	Implementierung der Feedback-Module in einen VME- bzw. VXI-Überahmen	58
8.3	Zweidimensionale Ansicht des 3D-MAFIA Modells einer BPM-Elektrode zur Simulation des <i>wake</i> -Feldes; Strahlrichtung z zeigt in die Bildebene	59
8.4	<i>Wake</i> -Feld der verwendeten BPM-Elektroden	60
8.5	Longitudinales Impedanzspektrum der BPM-Elektroden	60
8.6	Schematische Darstellung des <i>comb</i> -Generators	61
8.7	Meßsignal zweier aufeinanderfolgender Teilchenpakete nach dem <i>comb</i> -Generator im Zeitbereich; Teilchenpaketstrom ca. 0.4 mA	62
8.8	Signalfluß in einem digitalen FIR-Filter	64
8.9	6-stufiger FIR-Filter ($f_s = 7$ kHz, $j=13$), oben: Impulsantwortfunktion auf ein sinusförmiges Eingangssignal, unten: Betrag und Phase der Filtertransferfunktion	65
8.10	Frequenzspektrum des phasenmodulierten QPSK-Trägersignals; Markierung 1 entspricht dem Träger bei 1.5 GHz; Markierung 2 entspricht dem unterdrückten Träger bei 1.375 GHz	67
8.11	Modulationseinheit der Endstufe des LFB zur Phasenänderung (linker Teil) und Amplitudenmodulation (rechter Abschnitt)	68
8.12	Amplitudenmodulation und 90°-Phasenvorschub der QPSK-Trägerfrequenz bei einem angenommenen Amplitudenverhältnis aufeinanderfolgender Teilchenpakete von -1:1:0:-0.5; die vertikal gestrichelte Linie markiert den Kickzeitpunkt beginnend bei 0 ns.	68
8.13	Frequenzgang des longitudinalen Feedbackverstärkers; die Markierungen 1 und 2 kennzeichnen den für das LFB relevanten Frequenzbereich. . .	70
8.14	Longitudinale Kickerstruktur (Maßstab 1:5.2)	71
8.15	Äußere Struktur des LFB-Kickers	72

8.16	R_s/Q als Funktion der Resonatorlänge (MAFIA-Simulation)	72
8.17	HFSS-Modell zur Beschreibung von 1/8 der Gesamtgeometrie des LFB-Kickers	73
8.18	Koaxial-Wellenleiterübergang zur Einkopplung der Hf-Leistung in die Kickerstruktur; die geschlossene Struktur stellt die Hohlräume dar. . .	74
8.19	Streuparameter S_{11} des Wellenleiterübergangs als Funktion der Frequenz	75
8.20	Streuparameter S_{12} der Grundmode bei 1380 MHz	75
8.21	Shuntimpedanz berechnet aus der longitudinalen E-Feldkomponente der HFSS-Simulation; Punkte entsprechen berechneten Werten durch HFSS; Kurve repräsentiert eine an die Daten angepaßte Lorentzfunktion . . .	76
8.22	Transmissionkoeffizient S_{12} der Grundmode bei Simulation eines 3 mm starken Drahtes auf der Mittelachse	77
8.23	Ablaufsteuerung eines typischen Datenaufnahmeprogramms	81
8.24	Gemessene Signalamplitude der Synchrotronschwingung bei einem Durchstimmbereich der Verzögerungsleitung von 4 ns	85
8.25	Strahlspektrum bei angeregtem bzw. gedämpftem Elektronenstrahl zur Dokumentation des Dämpfungseffektes durch das LFB	86
8.26	Antwortfunktion der Einzelpaketanregung bei zeitlicher Variation des Korrekturkicks über einen Bereich von 6 ns	87
8.27	Relative Phase der Mode $n=396$ bei 4 Setzwerten der FIR-Filterphasen ($A=-100^\circ$, $B=-130^\circ$, $C=-150^\circ$, $D=-180^\circ$)	88
8.28	Typisches Spektrum der oberen Synchrotronseitenbänder bei angeregten Modenschwingungen (LFB aus); $I=150$ mA	89
8.29	Typisches Spektrum der Synchrotronseitenbänder bei gedämpften Modenschwingungen (LFB an); $I=150$ mA	89
8.30	links: Einhüllende der Teilchenpaketszillationen als Funktion der Teilchenpaketnummer; rechts: Modenspektrum; (LFB an); $I=200$ mA . . .	90
8.31	A) Teilchenpaketströme im Standardfüllmuster; B) Gemitteltetes Phasensignal des Detektors in Einheiten des ADC; C) Synchrone Phasenvariation als Funktion der Teilchenpaketnummer; $I=100$ mA	91
8.32	Schwingungsamplituden in der zeitlichen Entwicklung und die daraus abgeleitete Modenanregung nach dem Öffnen der Feedbackschleife bei etwa 6 ms, $I=50$ mA	92
8.33	Dämpfung der Oszillationsamplitude und abgeleitete Dämpfungsrate nach dem Schließen der Feedbackschleife bei ca. 10 ms, $I=150$ mA . . .	93
8.34	oben: Longitudinale Teilchenpaketszillation bei ausgeschaltetem LFB; unten: stabiler Elektronenstrahl bei eingeschaltetem LFB; aufgenommen mit einer 250 MHz streak-Kamera; die Teilchenpakete werden in einem Abstand von 8 ns dargestellt (horizontale Bildachse); die vertikale Bildachse entspricht der Schwingungsrichtung bei maximalen Schwingungsamplituden von ± 50 ps; $I=150$ mA	94
8.35	Intensität der Undulatorstrahlung der 9. Harmonischen des Undulators U49 mit offener bzw. geschlossener Feedbackschleife; $I=170$ mA	95
9.1	Transversales Feedbacksystem des BESSY-II-Speicherringes	98

9.2	Transversale Detektoreinheit des BESSY-II-TFB	99
9.3	Transversale Modulationseinheit des BESSY-II-TFB	101
9.4	Korrelationsfilter zur Unterdrückung von statischen Signalanteilen . . .	102
9.5	Transferfunktion des Korrelationsfilters über einen Frequenzbereich von 10 kHz bis 15 MHz	102
9.6	Frequenzgang des transversalen Feedbackverstärkers über einen Bereich von 3 kHz bis 350 MHz	104
9.7	Transversaler Kicker des BESSY-II-TFB mit einer rechteckigen Vaku- umkammer sowie vier Vakuumdurchführungen zur Einkopplung der Hf- Leistung (Maßstab: ca. 1:2)	105
9.8	Äußere Geometrie des transversalen Kickers mit rechtsseitig ange- schlossenem Vakuumpumpstutzen; auf der Vakuumkammer sind die Durchführungen zur Leistungseinkopplung und Flansche für die Kop- pelschleifen (HOM-Auskopplung) angebracht	106
9.9	Modell des TFB-Kickers zur Optimierung der Elektrodenimpedanzen .	107
9.10	Shuntimpedanz der vertikalen und horizontalen Plattenanordnung als Funktion der Frequenz	108
9.11	Mafia-Modell eines Oktanten der transversalen Kickerstruktur und An- deutung des Betrags des magnetischen Feldes einer typischen Mode . .	110
9.12	Überlagerung eines DC-Kickersignals (breites Maximum durch gestri- chelte Linie angedeutet) mit dem Stromsignal eines einzelnen Teilchen- pakets (ausgeprägtes schmales Minimum bzw. Maximum) zur zeitli- chen Feinabstimmung des Korrekturkicks; abgeleitet von einer vertikalen <i>stripline</i> -Elektrode	113
9.13	Meßsignal eines vertikal instabilen Elektronenstrahls nach dem Durch- gang durch den Korrelationsfilter, welches sowohl die vertikalen <i>tune</i> - Linien als auch die unterdrückte Umlaufharmonische zeigt	114
9.14	Horizontal und vertikal angeregte Betatronseitenbänder symmetrisch um die durchschnittlich 30 dB größeren Umlaufharmonischen (TFB aus); $I=150$ mA; $\xi_{x,y} = +1$	115
9.15	Strahlspektrum bei horizontal und vertikal stabilem Strahl (TFB an) und vollständiger Dämpfung aller Betatronseitenbänder; $I=150$ mA; $\xi_{x,y} = +1$	116
9.16	Normierter Synchrotronstrahlffleck bei verschiedenen Einstellungen des transversalen Feedbacksystems (aufgenommen an einem optischen Sys- tem); <i>both off</i> entspricht horizontal und vertikal ausgeschaltetem Feedback; <i>ver.off</i> bzw. <i>hor.off</i> entspricht vertikal bzw. horizontal ausge- schaltetem Feedback; <i>both on</i> entspricht in beiden Ebenen eingeschalte- tem Feedback; $I=150$ mA	117
D.1	Filterkoeffizienten und FIR-Transferfunktion bei $K=4$: die gestrichelte Linie entspricht der Synchrotronfrequenz	129
D.2	Filterkoeffizienten und FIR-Transferfunktion bei $K=20$: die gestrichelte Linie entspricht der Synchrotronfrequenz	130
E.1	Monopolmoden des BESSY-II-Kickers	131

E.2	<i>Dipolmoden unterschiedlicher Polarität des BESSY-II-Kickers</i>	132
-----	--	-----------	-----

Tabellen

6.1	Vergleichende Charakteristik von FIR- und IIR-Filtern	44
8.1	Parameter des LFB-Verstärkers	69
8.2	Vergleich der Grenzfrequenzen der Vakuumkammer auf Grund unterschiedlicher Aperturgeometrie	71
8.3	Monopolmoden des longitudinalen BESSY-II-Kickers	78
8.4	Dipolmoden des longitudinalen BESSY-II-Kickers	78
8.5	Strahlinduzierte Leistung in Watt im BESSY-II-Kicker bei 320 gefüllten Hf-Potentialmulden und einer Lücke von 80 Potentialmulden	79
9.1	Parameter des TFB-Verstärkers	103
9.2	Parameter des TFB-Kickers	111
A.1	Maschinenparameter der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY-II [8]	123
A.2	Parameter der Synchrotronstrahlungsquellen bei BESSY-II; U-xx bedeutet Undulator mit der Periodenlänge xx mm; 4T-WLS bedeutet 4 Tesla-Wellenlängenschieber	123
C.1	Longitudinales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators	127
C.2	Horizontales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators	127
C.3	Vertikales Modenspektrum des BESSY-II Beschleunigungsresonators	128

Literaturverzeichnis

- [1] R. Bakker et al., *Status and Commissioning-Results of BESSY II*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999
- [2] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Stuttgart, Teubner-Studienbücher, 1992
- [3] A. Gaupp, private Mitteilung, BESSY-II
- [4] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, Berlin, Springer-Verlag, 1993
- [5] M. H. Blewett (Ed.), *Theoretical Aspects of the Behaviour of Beams in Accelerators and Storage Rings*, CERN 77-13, 1977
- [6] R. H. Helm et al., *Evaluation of Synchrotron Radiation Integrals*, SLAC-PUB-1193, 1973
- [7] J. A. Uythoven et al., *Analytical Evaluation of Synchrotron Radiation Integrals for Isomagnetic Lattices with Rectangular Dipole Magnets*, Proceedings of the First European Particle Accelerator Conference, Rom, 1988
- [8] *Parameterliste BESSY-II*, 1995
- [9] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Berlin/New York, de Gruyter, 2.Auflage, 1982
- [10] T. Weiland, R. Wanzenberg, *Wake Fields and Impedances*, DESY M-91-06, 1991
- [11] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II*, Berlin, Springer-Verlag, 1995
- [12] P. B. Wilson, *Introduction to Wake Fields and Wake Potentials*, SLAC-PUB-4547, 1989
- [13] A. W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*, New York, John Wiley, 1993
- [14] M. Furman et al., *Beam Instabilities* in H. Winick (Ed.), *Synchrotron Radiation Sources, A Primer*, World Scientific, 1994
- [15] S. Khan, *Beam Impedance Study for the BESSY-II Storage Ring*, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, 1997
- [16] W. Anders, *Longitudinale Strahldynamik im Elektronen-Speicherring BESSY I unter dem Einfluß der Breitbandimpedanz der Vakuumkammer*, Dissertationsarbeit, Dortmund, 1991
- [17] Meinke, Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Berlin/Heidelberg, Springer-Verlag, 1992

- [18] G. Käs, P. Pauli, *Mikrowellentechnik: Grundlagen, Anwendung, Meßtechnik*, München, Franzis, 1991
- [19] F. J. Sacherer, *A Longitudinal Stability Criterion for Bunched Beams*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 20, 1973
- [20] F. J. Sacherer, *Methods for Computing Bunched Beam Instabilities*, CERN/SI-BR/72-5, 1972
- [21] F. Pedersen, *Multibunch Instabilities*, Frontiers of Particle Beams: Factories with e^+e^- Rings, Lecture Notes in Physics 425, Berlin, Springer, 1994.
- [22] F. J. Sacherer, *Bunch Lengthening and Microwave Instability*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, 1977
- [23] R. H. Siemann, *Spectral Analysis of Relativistic Bunched Beams*, SLAC-PUB-7159, 1996
- [24] M. Serio, *Measurement of Transverse and Longitudinal Spectra*, First European Workshop on Beam Instrumentation and Diagnostics for Particle Accelerators, Montreux, 1993
- [25] B. Zotter, *Transverse Instabilities of Relativistic Particle Beams in Accelerators and Storage Rings*, CERN Accelerator School CERN 77-13, 1977
- [26] C. K. Weng, T. Weiland, *Impedance Analysis of the PEP-II Vacuum Chamber*, SLAC-PUB-6900, 1995
- [27] R. Boni et al., *High Power Test of the Waveguide Loaded RF Cavity for the Frascati Φ -Factory Main Rings*, Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges, 1996
- [28] R. Rimmer et al., *Higher Order Modes Damping Studies on the PEP-II B-Factory RF-Cavity*, Proceedings of the Third European Particle Accelerator Conference, Berlin, 1992
- [29] A. Mosnier et al., *Design of Heavily Damped Superconducting Cavity for SOLEIL*, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, 1997
- [30] S. Belomestnykh et al., *Developement of Superconducting RF for CESR*, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, 1997
- [31] T. Furuya et al., *Superconducting Accelerating Cavity for KEK B-Factory*, Workshop on RF Superconductivity, Gif-sur-Yvette, 1995
- [32] S. Küchler, *Dissertationsarbeit*, BESSY-II, Berlin, in Vorbereitung

- [33] M. Svanderlik et al., *Improved Methods of Measuring and Curing Multibunch Instabilities in ELETTRA*, Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges, 1996
- [34] L. D. Landau, *On the Vibration of the Electronic Plasma*, J. Phys. USSR 10, 25, 1946
- [35] H. G. Hereward, *Landau Damping*, CERN Report, Cern-65-20, 1965
- [36] Y. H. Chin, K. Yokoya, *Landau Damping of a Multibunch Instability due to Bunch to Bunch Tune Spread*, DESY Report, DESY 86-097, 1986
- [37] R. D. Kohaupt, *Longitudinal Instabilities of a Single Bunch and the Observation of reduced Landau Damping in DORIS*, DESY-Report, DESY-75/26, 1975
- [38] R. A. Bosch, *Suppression of Longitudinal Coupled Bunch Instabilities by a Passive Higher Harmonic Cavity*, Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Washington, 1993
- [39] M. Georgsson et al., *Landau cavities at MAX II*, Nucl. Inst. Methods in Physics Research, A 416, 1998
- [40] S. Bartalucci et al., *A 3rd Harmonic Cavity for DAΦNE*, Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference, London, 1994
- [41] R. D. Kohaupt, *Theory of Multi-Bunch Feedback Systems*, DESY Report, DESY-91-071, 1991
- [42] G. F. Franklin, *Feedback Control of Dynamic Systems*, New York, Addison-Wesley, 1994
- [43] P. Kuske, *Experience with the Beam Position Monitor System of the BESSY-II Storage Ring*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999
- [44] R. E. Schafer, *Beam Position Monitoring*, AIP Conference Proceedings 249, Vol. 1, 1992
- [45] P. Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, 1989
- [46] C. Bussard, *Cures of Instabilities*, CERN Accelerator School CERN 95-06, Rhodes, 1995
- [47] J. N. Galayda et al., *Orbit Stabilizing and Multibunch Feedback Systems* in H. Winick (Ed.), *Synchrotron Radiation Sources, A Primer*, World Scientific, 1994
- [48] B. Kriegbaum, F. Pedersen, *Electronics for the Longitudinal Active Damping System for the CERN PS Booster*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, 1977

- [49] K. Balewski, *Review of Feedback Systems*, Proceedings of the Sixth European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998
- [50] F. Pedersen, F. Sacherer, *Theory and Performance of the Longitudinal Active Damping System for the CERN PS Booster*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, 1977
- [51] R. G. Lyons, *Understanding Digital Signal Processing*, Addison-Wesley, 1998
- [52] A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer, *Discrete-Time Signal Processing*, Prentice-Hall-Inc., New Jersey, 1989
- [53] J. D. Fox et al. *Multibunch Feedback-Strategy, Technology and Implementation Options*, SLAC-PUB-5957, 1992
- [54] G. R. Lambertson, D. A. Goldberg, *Dynamic Devices: A Primer on Pickups and Kickers*, LBL-31664, ESG-160
- [55] J. N. Corlett et al., *Longitudinal and Transverse Feedback Kickers for the ALS*, Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference, London, 1994
- [56] L. Palumbo et al., *Simulation of the Bunch by Bunch Feedback Operation with a Broadband RF Cavity as Longitudinal Kicker*, DAΦNE-Technischer Bericht, DAΦNE-G31, 1995
- [57] J. Galayda, *Feedback Control of Multibunch Instabilities* in M. Month (Ed.): *The Physics of Particle Accelerators*, Vol. 1, 1992
- [58] S. Khan, T. Knuth, *Longitudinal and Transverse Feedback Systems for BESSY-II*, Beam Instrumentation Workshop 98, Stanford, 1998
- [59] J. M. Byrd, J. N. Corlett, *Study of Coupled-Bunch Collective Effects in the ALS*, Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Washington, 1993
- [60] N. Lehnart, H. Petersen, *Ferrit-Dämpfungsantennen gegen parasitäre Cavity-Modes in den DORIS-Hohlraum-Resonatoren*, Technische Notiz H2-77/12, 1977
- [61] G. Oxoby et al., *Bunch by Bunch Longitudinal Feedback System for PEP-II*, SLAC-PUB-6675, 1994
- [62] J. D. Fox et al., *Observation, Control and Modal Analysis of Longitudinal Coupled Bunch Instabilities in the ALS via Digital Feedback System*, SLAC-PUB-7292, 1996
- [63] M. Bassetti et al., *DAΦNE Longitudinal Feedback*, Proceedings of the Third European Particle Accelerator Conference, Berlin, 1992
- [64] M. Tobiyama et al., *Bunch by Bunch Feedback Systems for KEK B Rings*, Proceedings of the Asian Particle Accelerator Conference, Tsukuba, 1998

- [65] L. R. Dalesio et al. *The Experimental Physics and Industrial Control System Architecture: Past, Present, Future*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A352, 1994
- [66] *MATLAB*, The Math Works, Natick, MA 01760
- [67] The MAFIA Collaboration, *MAFIA The ECAD System*, Darmstadt, CST GmbH, 1994
- [68] D. Briggs et al., *Prompt Bunch by Bunch Synchrotron Oscillation Detection via a Fast Phase Measurement*, SLAC-PUB-5525, 1991
- [69] J. D. Fox, *private Mitteilung*, SLAC
- [70] H. A. Hindi et al., *Downsampled Bunch-by-Bunch Feedback for PEP II*, SLAC-PUB-5919, 1992
- [71] R. Boni et al., *A Waveguide Overloaded Cavity as Longitudinal Kicker for the DAΦNE Bunch-by-Bunch Feedback System*, Particle Accelerator, Vol. 52, 1996
- [72] Hewlett-Packard Co, *HFSS, the High Frequency Structure Simulator HP85180TMA*
- [73] A. Gallo, T. Knuth, *Adaptation of the DAΦNE Longitudinal Kicker Geometry to the Needs of the BESSY-II Synchrotron Light Source*, DAΦNE technischer Bericht, RF-21, 8. Juni 1998
- [74] R. Boni et al., *Update on the Broadband Waveguide to 50 Ω Coaxial Transition for Parasitic Mode Damping in the DAΦNE RF Cavities*, Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference, London, 1994
- [75] S. Prabhakar et al., *Use of Digital Feedback System as a Bunch by Bunch Current Monitor: Results from ALS*, interner Bericht, PEP-II AP Note No.:96.29, 1996
- [76] S. Prabhakar et al., *Calculation of Impedance from Multibunch Synchronous Phases: Theory and Experimental Results*, interner Bericht, PEP-II AP Note No.:98.04, 1998
- [77] D. Teytelman et al., *Accelerator Diagnostic Techniques Using Time-Domain Data from a Bunch by Bunch Longitudinal Feedback System*, Third European Workshop on Beam Instrumentation and Diagnostics for Particle Accelerators, Frascati, 1997
- [78] D. Boussard, *Beam Loading*, CERN Accelerator School CERN 87-03, Oxford, 1985
- [79] F. Senf, *private Mitteilung*, BESSY-II
- [80] R. Klein, *private Mitteilung*, PTB

- [81] W. Barry et al. *The LBL Advanced Light Source (ALS) Transverse Coupled Bunch Feedback System: Recent Commissioning Results*, Beam Instrumentation Workshop, Vancouver, 1994
- [82] W. Barry et al., *Transverse Coupled Bunch Feedback in the Advanced Light Source (ALS)*, Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference, London, Vol.1, 1994
- [83] S. Khan, private Mitteilung, BESSY-II
- [84] POISSON, *Los Alamos Accelerator Code Group*, LA-UR-87-115, LANL, 1987
- [85] I. Wolff, *Einführung in die Mikrostrip-Leitungstechnik*, Verlag H. Wolff, 1978
- [86] F. Marcellini, private Mitteilung, DAΦNE-INFN
- [87] F. Hering, R. Martin, *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag, Düsseldorf, 3. Auflage, 1998
- [88] K. Holldack, private Mitteilung, BESSY-II
- [89] D. Krämer et al., *Commissioning Results - BESSY II Storage Ring (MD Run 13, User Run 4)*, Interner Bericht, Jan. 2000

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Knuth
Vorname:	Thomas
Geburtsdatum:	16/10/69
Geburtsort:	Neustrelitz
Familienstand:	ledig
Nationalität:	deutsch

Schulbildung

09/76-08/81	Polytechnische Oberschule in Neustrelitz
09/81-08/86	Polytechnische Oberschule in Schulzendorf
09/86-08/88	Erweiterte Oberschule in Königs Wusterhausen
12/07/88	Abschluß: Abitur (sehr gut)

Wehrdienst

11/88-7/89	Grundwehrdienst bei der NVA
------------	-----------------------------

Studium

09/89-08/92	Studium der Physik an der Humboldt Universität zu Berlin
10/92-08/93	Studium der Physik an der University of Kent at Canterbury, UK
12/08/93	University Diploma in Physics (Merit)
09/93-07/96	Studium der Physik an der Humboldt Universität zu Berlin
08/07/96	Diplomprüfung (sehr gut)
11/94-07/96	Studentische Hilfskraft bei der Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung BESSY II
08/96-02/97	Tätigkeit als Ingenieur im Bereich Beschleuniger bei BESSY II
seit 04/97	Doktorand bei BESSY II

Erklärung

Hiermit versichere ich, die Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt zu haben.

Thomas Knuth